

## Kontrasterhöhung in der Elektronenmikroskopie\*.

Von J. HILLIER und E. G. RAMBERG.

(RCA Laboratories, Princeton, N. Y.)

Mit 11 Textabbildungen.

(Eingegangen am 14. Januar 1950.)

In weitaus den meisten Anwendungen des Elektronenmikroskops ist das Erkennen von Einzelheiten nicht so sehr durch die Bildfehler des Objektivs und Elektronenbeugung an der Objektivöffnung als durch ungenügenden Bildkontrast eingeschränkt. Das ist besonders bei organischen Präparaten der Fall und berechtigt eine erneute Nachprüfung der Möglichkeiten der Kontrasterhöhung.

### 1. Ursprung des Bildkontrasts.

Der Bildkontrast wird durch die Einwirkung des Präparats und des Abbildungsvorgangs auf die abbildende Elektronenstrahlung bestimmt<sup>1</sup>. Man betrachte zunächst das Bild, welches bei idealer Abbildung entstehen würde! Ideale Abbildung bedeutet, daß jedes Elektron, das einen Objektpunkt unter einem Austrittswinkel verläßt, der kleiner ist wie der vorgegebene effektive Öffnungswinkel  $\alpha$  des Objektivs, auch den entsprechenden GAUSSschen Bildpunkt in der Bildfläche erreicht. Ist  $\sigma$  der Streuquerschnitt eines einzelnen streuenden Teilchens für den gegebenen Öffnungswinkel, d. h. das Verhältnis der Anzahl der Strahlelektronen, die durch einen Winkel  $\Theta > \alpha$  gestreut werden zu der Anzahl der auf Einheitsfläche auftreffenden Elektronen, so definieren wir  $\sigma_{\text{rel}}$ , den relativen Streuquerschnitt eines Flächenelements des Präparats, als das Verhältnis der Summe der Streuquerschnitte der im Element befindlichen Teilchen zum Flächenelement. Ist  $J_0$  die auf das Präparat einfallende Stromdichte,  $J$  die Stromdichte im Bild und  $M$  die Vergrößerung, so ist die Stromverteilung im Bild (bei idealer Abbildung) gegeben durch:

$$\left. \begin{aligned} J &= (J_0/M^2) e^{-\sigma_{\text{rel}}} \\ J &\cong (J_0/M^2) (1 - \sigma_{\text{rel}}) \text{ (für dünne Präparatschichten).} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Der relative Streuquerschnitt ist hier also das wesentliche Bestimmungsstück für den Bildkontrast. Abb. 1 zeigt ihn als Funktion der Objektivöffnung bei einer Betriebsspannung von 50000 V für Schichten gleicher Flächendichte, welche aus verschiedenen chemischen Elementen bestehen<sup>2</sup>.

Abb. 1 lehrt uns zweierlei: 1. Der Kontrast ist in dem für die Elektronenmikroskopie wichtigsten Gebiet

(Objektivöffnungen von  $10^{-3}$  bis  $10^{-2}$ ) fast lediglich durch die Flächendichteverteilung bedingt. 2. Es ergibt sich, in demselben Gebiet, eine wesentliche Erhöhung des Kontrasts mit Verminderung der Öffnung

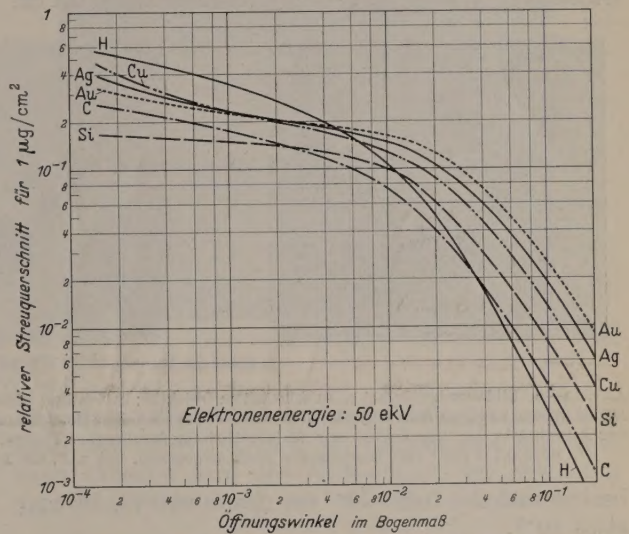


Abb. 1. Relative Streuquerschnitte für Schichten gleicher Massendichte als Funktion des Öffnungswinkels.

nur bei den leichtesten Elementen (H und C). — Der Anstieg der Streuquerschnittkurven der metallischen Elemente (Cu, Ag, Au) ist durch die Leitungselektronen bedingt und würde sich also nicht bei chemischen Verbindungen dieser Elemente bemerkbar machen. Man kann aus den Kurven sofort die interessante Folgerung erhalten, daß für die Kontrasterhöhung durch Einbau schwerer Elemente in organische Gebilde der Gebrauch äußerst kleiner Objektivöffnungen ungünstig ist.

Genau genommen gelten die Kurven der Abb. 1 nur für Schichten ungeordneter Atome. Bei kristallinen Gebilden ergibt sich eine vorzugsweise Streuung für eine Ablenkung durch den doppelten BRAGGSchen Winkel der verschiedenen Netzebenenfamilien, welche besonders stark wird bei Annäherung des Einfallswinkels an den BRAGGSchen Winkel einer speziellen Netzebenenfamilie. Da die doppelten BRAGGSchen Winkel ganz allgemein größer sind als die effektive Objektivöffnung, vergrößert die Ordnung der Atome ihren effektiven Streuquerschnitt<sup>3</sup>. Daneben ergibt sich eine Abhängigkeit des Streuquerschnittes von der Winkelstellung der Kristallite, welche die einfache Abhängigkeit des Streuquerschnittes von der Flächendichte aufhebt.

<sup>3</sup> Vgl. BOERSCH [7].

\* Die Arbeit ist im wesentlichen ein Auszug aus einem Vortrag vor dem Münchner Physikalischen Kolloquium (Juni 1949).

<sup>1</sup> Für die hier außer acht gelassene Rolle des photographischen Materials vgl. z. B. die Arbeit von v. BORRIES [1].

<sup>2</sup> Die Streuquerschnitte von (atomarem) Wasserstoff wurden berechnet nach BETHE [2], Gl. (51.2), (52.19) und (52.28), S. 497—506, die elastischen Querschnitte der anderen Elemente nach MOLIÈRE [3], die unelastischen Querschnitte der Atomrümpfe derselben nach v. BORRIES und KOPPE [4], und die Streuquerschnitte der Metallelektronen (Cu, Ag, Au) nach MARTON und SCHIFF [5]. Vgl. auch v. BORRIES [6].



Betrachten wir nun den Einfluß des Abbildungsvorgangs auf den Kontrast! In erster Linie führen die in bezug auf die Objektivöffnung gegenläufigen Auswirkungen von Beugung und Öffnungsfehler zu Bildpunktsverbreiterungen

$$d_B = \lambda/\alpha, \quad (2a)$$

$$d_G = Cf\alpha^3 \quad (2b)$$

( $Cf$  = Koeffizient des Öffnungsfehlers)

welche sich für einen optimalen Öffnungswinkel  $\alpha_{\text{opt}}$  zu einer minimalen Bildpunktsverbreiterung  $d_{\text{min}}$  (Auflösungsgrenze) zusammensetzen:

$$\alpha_{\text{opt}} = c' \lambda^{1/4} (Cf)^{-1/4}, \quad d_{\text{min}} = c'' \lambda^{1/4} (Cf)^{1/4}. \quad (3)$$

Hier haben  $c'$ - und  $c''$ -Werte, die sich nur wenig von 1 unterscheiden<sup>1</sup>. Da  $Cf$ , für praktische magnetische Objektive, Werte von der Größenordnung 0,1 cm

starker Hintergrund, der den Kontrast erheblich herabsetzt. Präparate mit Dicken die etwa  $0,2$  bis  $0,3 \cdot 10^{-4}$  cm überschreiten sind auch sonst für die Elektronenmikroskopie untauglich, da neben der inneren Streuung die Überlagerung vieler Strukturen von der Größenordnung der interessierenden deren Erkenntnis erschwert.

Neben dem bisher betrachteten Flächenkontrast spielt die Kontrastverstärkung an Gegenstandsrandern eine wesentliche Rolle in der Erkenntnis von Einzelheiten. Sie ist minimal für die schärfste Einstellung; wird die Linsenstärke von hier aus vermindert oder erhöht, so ergeben sich ganz verschiedene Bilder: Bei Verminderung wird der Randkontrast im wesentlichen einfach stark verstärkt; bei Erhöhung umgeben die Gegenstände dunkle Säume, welche dem Bild ein verwaschenes Aussehen verleihen (Abb. 2). Die Asymmetrie der Erscheinung läßt sich als Folge der Phasen-

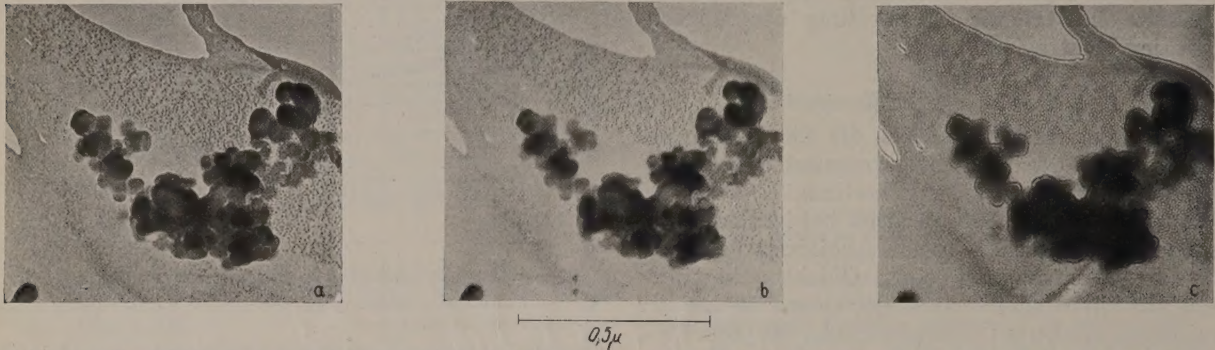


Abb. 2a—c. Bildausschnitte bei a zu schwachem Objektiv; b richtiger Einstellung; c zu starkem Objektiv. Dieses und alle übrigen hier reproduzierten Bilder wurden mit dem RCA EMU-Elektronenmikroskop bei einer Betriebsspannung von 50 kV aufgenommen. Die hier wiedergegebenen Bilder sind selbst nur Ausschnitte der ursprünglich zur Veröffentlichung bestimmten Photos. Die Vergrößerung ist jeweils durch die Länge einer mit etwa  $1 \mu$  ( $10^{-4}$  cm) oder  $0,1 \mu$  ( $10^{-5}$  cm) bezeichneten Linie angegeben. Ist z. B. die Linie im zweiten Falle 1 cm lang, so ist die Vergrößerung 100 000.

besitzt und  $\lambda = 0,05 \cdot 10^{-8}$  cm (für 50 000 V), ist  $\alpha_{\text{opt}}$  etwa  $10^{-2}$ .

Wir wollen zwei Gebrauchsweisen des Elektronenmikroskops unterscheiden: 1. Gebrauch mit einer Objektivblende, welche die Objektivöffnung auf  $\alpha_{\text{opt}}$  oder einen noch kleineren Winkel beschränkt und 2. Gebrauch mit einer viel größeren oder auch ohne Objektivblende. Im ersten Falle liefert Abb. 1 die relativen Intensitäten an Stellen, die um mehr wie die hier gültige Auflösung (2a) von Flächendichteänderungen entfernt sind. Im zweiten Falle dürfte man dieselbe Aussage in bezug auf die Auflösung (2b) machen; diese Aussage wäre jedoch wertlos, denn  $d_G$  hat hier oft Werte von der Größenordnung des Bildfelddurchmessers. Statt dessen zeigt eine genauere Betrachtung, daß auch hier der Kontrast zwischen kleinen Einzelheiten des Bildes unter günstigen Umständen nahezu durch Abb. 1, mit  $\alpha = \alpha_{\text{opt}}$  gegeben ist. Der Grund dafür ist, daß, wegen des schnellen Anwachsens des Zerstreungsscheibchens mit dem Öffnungswinkel, Elektronen, die durch größere Winkel wie  $\alpha_{\text{opt}}$  gestreut werden, sich über eine große Bildfläche verbreiten, so daß sie, wenn ihre Gesamtzahl gering ist, den Kontrast nur wenig beeinflussen. Die notwendigen günstigen Umstände sind, entsprechend, eine schwache Bedeckung des Bildfeldes mit streuender Materie bzw. Beschränkung der Bestrahlung auf einen kleinen Teil des Feldes. Bei stärkerer Bedeckung des Feldes — insbesondere bei dicken Präparaten — ergibt sich ein

verzögerung der Elektronenwellen im Durchgang durch die Materie deuten<sup>2</sup>. Diese Phasenverzögerung führt zu einem Randkontrast welcher auch bei scharfer Einstellung wesentlich größer wie der Flächenkontrast sein kann und besonders bei starker Begrenzung der Objektivöffnung hervortritt<sup>3</sup>.

Der unerfahrene Beobachter wird allgemein eine Linsenstärke unterhalb des optimalen Wertes wählen, da hierdurch die Bildkontraste scharfer hervortreten; bei scharfer Einstellung erscheint auch das Bild eines kontrastreichen Gegenstandes, z. B. Goldkolloidteilchen, flach. Ist das Objektiv asymmetrisch, d. h. besitzt es verschiedene Brennweiten für zwei zueinander senkrechte Meridionalebenen, so ist der Beobachter geradezu dazu gezwungen die Linsenstärke niedrig zu wählen, um das Erscheinen der lästigen dunklen Säume in einer Kantenrichtung zu verhindern. Es wird hierdurch zugleich der Randkontrast verstärkt und die Auflösung vermindert. Trotz der Angabe von Verfahren zur Beseitigung von Asymmetrien<sup>4</sup> darf angenommen werden, daß die Mehrzahl der im Gebrauche stehenden Objektive mit ihnen behaftet sind. Ein besonderer Nachteil der Verwendung kleiner Objektivblenden besteht darin, daß Verunreinigungen an den Rändern der Blendenöffnung leicht zu Aufladungen und resultierenden Linsenasymmetrien Anlaß geben.

<sup>2</sup> Vgl. HILLIER und RAMBERG [9] und KINDER und RECKNAGEL [10].

<sup>3</sup> Vgl. RAMBERG [11].

<sup>4</sup> Für das magnetische Objektiv bei HILLIER und RAMBERG [9]; für das elektrostatische, z. B. bei RANG [12].

<sup>1</sup> Genauere Werte von  $c'$  und  $c''$  finden sich bei SCHERZER [8].



### I. Kontrastverstärkung durch Aperturverminderung.

Gelingt es eine Objektiveblende ohne Verstärkung der Objektivasymmetrie einzuführen, so erhält man eine gewisse Kontrastverstärkung. Diese ist jedoch nur klein, solange die Öffnungsbegrenzung etwa dem optimalen Öffnungswinkel entspricht und das Gesichtsfeld nur schwach bedeckt ist. Rußteilchen, die ohne und mit einer solchen Blende aufgenommen waren,

zu erkennen sind. Die Auflösung ist hier jedoch nur von derselben Größenordnung wie diejenige des Lichtmikroskops.

### III. Kontrastverstärkung durch geeignete Zubereitungstechnik.

Die Erfahrung lehrt also, im Einklang mit den vorhergehenden Betrachtungen, daß die künstliche

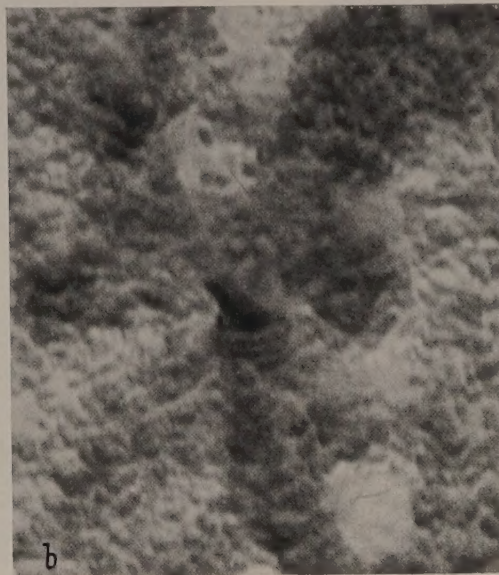
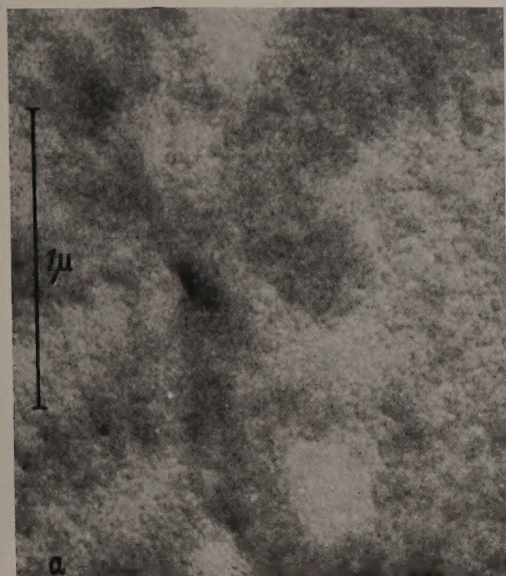


Abb. 3a u. b. Bildausschnitte einer in vitro gezüchteten, mit Schwermetall beschatteten Zelle. a ohne Objektiveblende (Hochkontrastabzug); b mit Öffnungsbegrenzung auf  $10^{-3}$  (weicher Abzug) aufgenommen.

ergaben nur unwesentliche Kontrastunterschiede. In beiden Bildern waren die Säume wesentlich symmetrisch; die Sichtbarkeit von Struktur innerhalb der von einer Verunreinigungsschicht umgebenen Teilchen leugte für gute Einstellung.

Wird dagegen die Öffnungsbegrenzung auf viel niedrigere Werte, etwa  $10^{-3}$  gesenkt<sup>1</sup>, so kann man allerdings ganz wesentliche Kontrastverstärkung erhalten, insbesondere bei verhältnismäßig dicken Präparaten. Bei organischen Präparaten ist dies, nach Abb. 1, auch für schwach belegte Präparate zu erwarten. Ferner wird der gesteigerte Flächenkontrast noch durch den bei kleinen Winkeln stärker hervortretenden Randkontrast unterstützt.

Abb. 3 zeigt zum Vergleich Bilder eines Ausschnitts einer schwach mit Schwermetall beschatteten, in vitro gezüchteten Zelle, welche mit und ohne einer solchen sehr kleinen Objektiveblende aufgenommen wurden. Der Kontrast ist nach Möglichkeit in der Zubereitung der Abzüge ausgeglichen worden. In der Erkennbarkeit von Einzelheiten besteht wenig Unterschied. Eine vorsichtige Nachprüfung zeigt, daß in den dünneren Teilen des Präparats mehr aus dem ohne Blende aufgenommenen Bild herauszuholen ist, in den dickeren Teilen, mehr aus dem mit Blende aufgenommenen Bild.

Bei sehr dicken Präparaten, wie z. B. den in Abb. 4 gezeigten Bakterien, liefert die Verwendung einer feinen Blende allerdings Einzelheiten, die sonst nicht

Begrenzung der Objektivöffnung nur in beschränktem Maße zur Erkennbarkeit von Einzelheiten beitragen kann. Ebenso wird der Wirksamkeit der Erhöhung der Betriebsspannung zur besseren Durchdringung

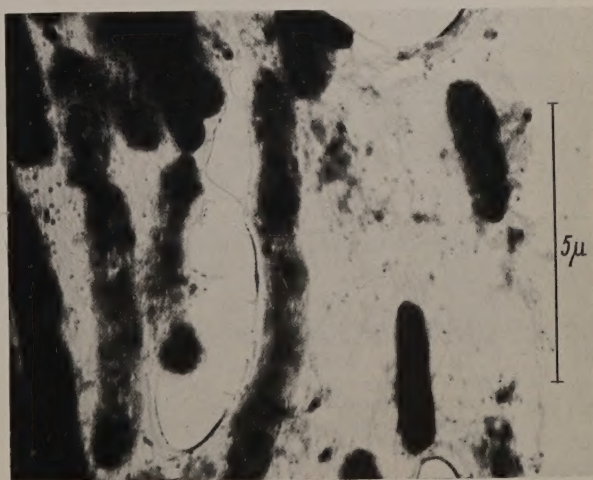


Abb. 4. *B. coli*, mit Objektiveblende ( $10^{-3}$ ) aufgenommen.

dicker Präparate durch die Überlagerung einer Mehrzahl von Strukturen eine Grenze gesetzt. Es ergibt sich also, als günstigster Weg zur Kontrasterhöhung, die Entwicklung von Zubereitungsmethoden, die jeder Präparatart in dieser Hinsicht nach Möglichkeit angepaßt sind.

Bevor wir zur Betrachtung verschiedener Methoden allgemeinerer Gültigkeit übergehen, wollen wir auf ein besonders schönes spezielles Beispiel hinweisen: Die Züchtung von Bakterien in stickstofffreiem Medium

<sup>1</sup> Zu diesem Zweck wird dem eigentlichen Objektiv eine Linse mit 22 mm Brennweite und Einheitsvergrößerung vorgeschaltet. Eine Blendenöffnung von 0,09 mm in der Hauptebene dieser Linse ergibt die erforderliche Öffnungsbegrenzung. Vgl. HILLIER [13].



um ihre Innenstruktur hervortreten zu lassen<sup>1</sup>. Da der Stickstoffgehalt der Sporen nur für die lebenswichtigsten Teile des Bakteriums genügt, bleibt der übrige Zelleib, der als Vorratskammer dient, verhältnismäßig leer und durchsichtig. Abb. 5 zeigt zum



Abb. 5a u. b. *B. mycoides*. a In normalem Medium; b in stickstofffreiem Medium gezüchtet. KNAYSI, BAKER und HILLIER [13].

Vergleich Bilder von *B. mycoides*, welche in stickstofffreiem und stickstoffhaltigem Medium gezüchtet worden sind.

Als erstes allgemeines Mittel zur Kontrastverstärkung bietet sich, wie in der Lichtmikroskopie, die

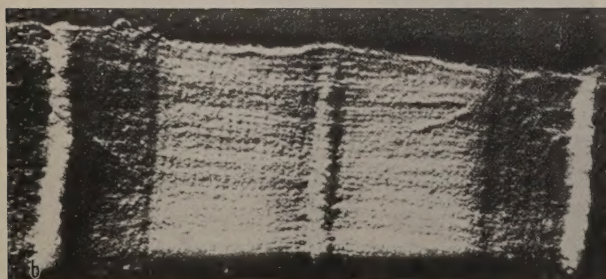
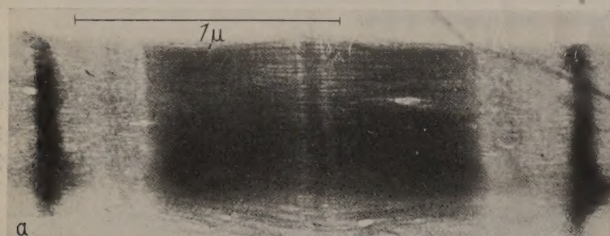


Abb. 6a u. b. Skelettmuskelfasern einer Kröte. a In Formalin fixiert und mit Phosphormolybdänsäure gefärbt; b in Formalin fixiert und mit Platin beschattet. Aufnahmen von A. J. HODGE, Council of Scientific and Industrial Research, Melbourne, Australien.

Färbung des Präparats. Allerdings bedeutet in der Elektronenmikroskopie Färbung einfach die Adsorption von Material hoher Dichte etwa an organisches Material niedriger Dichte. Osmiumtetroxyd und Phosphorwolfram- oder Phosphormolybdänsäure eignen sich hierzu<sup>2</sup>. Allerdings scheinen sie im allgemeinen keine spezifische Wirkung auszuüben. Abb. 6a und b bezeugen dies. Beide zeigen Skelettmuskelfasern einer Kröte, die von HODGE in Australien aufgenommen wurden. Im ersten Bild wurden die Fasern mit

Phosphormolybdänsäure gefärbt; im zweiten wurden sie nicht gefärbt, aber mit Platin schräg bedampft, so daß die entstehenden Schatten die relativen Höhen

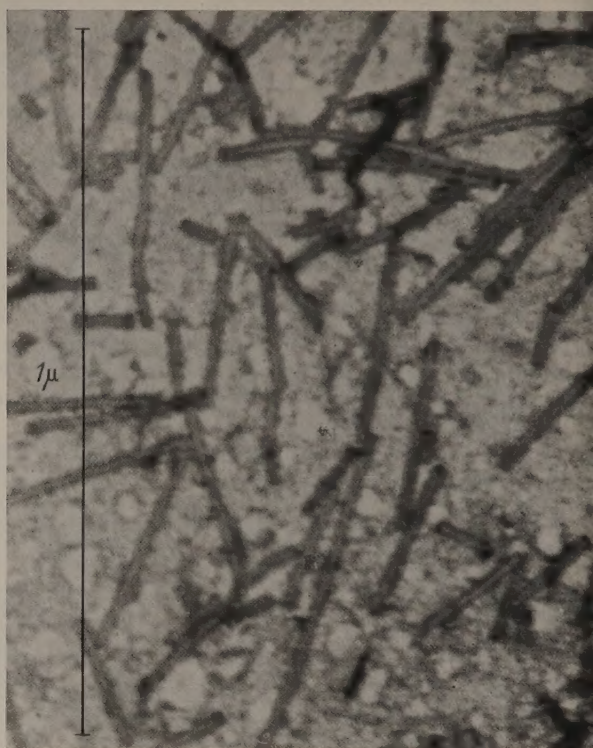


Abb. 7. Tabakmosaikvirus mit Phosphorwolframsäure gefärbt.

des Präparats angeben. Diese Höhen entsprechen durchwegs der Verdunkelung im Bild der gefärbten Fasern. Eine Ausnahme bildet die Färbung von

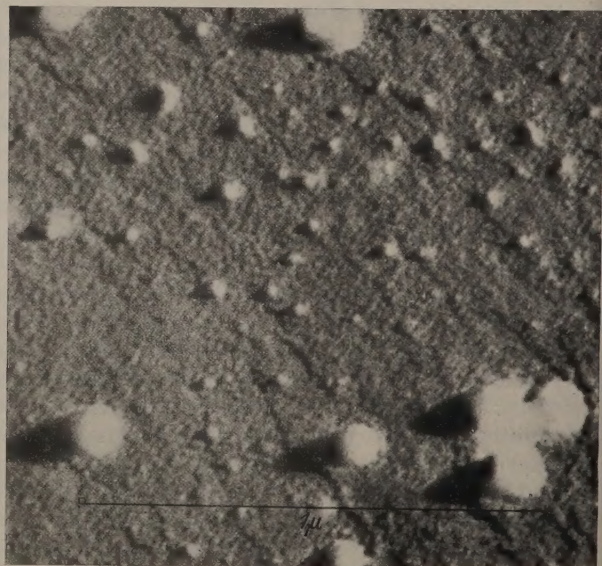


Abb. 8. Influenzavirus mit Gold beschattet. Die größeren Kugeln sind die Virusteilchen. Aufnahme von R. W. G. WYCKOFF.

Tabakmosaikvirus mit Phosphorwolframsäure, wobei sich das Schwermetallsalz an der Virushülle festsetzt (Abb. 7).

Die schräge Bedampfung mit schweren Metallen, wie sie in Abb. 6b verwendet wurde, ist ebenfalls ein günstiges Mittel zur Kontrasterhöhung. Sie wurde zuerst von H. O. MÜLLER [16] und MAHL [17] in

<sup>1</sup> Vgl. KNAYSI, BAKER und HILLIER [14].

<sup>2</sup> Vgl. HALL, JAKUS und SCHMITT [15].



Deutschland benutzt und ist seitdem besonders von WILLIAMS und WYCKOFF [18] ausgebildet worden. Sie hängt davon ab, daß die Metallatome im Vakuum in geraden Linien fliegen und sich im Auftreffpunkt auf einem kalten Präparat dauernd festsetzen. Die Metallverteilung auf dem Präparat entspricht also ziemlich genau der Lichtverteilung, die entstehen würde, wenn der Metaldampf von einer Lichtquelle an derselben Stelle ersetzt würde. Die Methode ist besonders angemessen für den Nachweis von Viren auf einer Unterlage, wie es WYCKOFFs Bild (Abb. 8) von Influenzavirus zeigt, oder auch zum Aufzeigen feiner Fasern oder Flagellen (Abb. 9). Sie kann selbstverständlich nicht für das Aufzeigen von Innenstruktur verwendet werden, denn sie betont lediglich die äußeren Umrisse des Präparats.

Bei dicken Präparaten bietet die Zubereitung sehr dünner Schnitte nicht nur eine Kontrasterhöhung sondern, des öfteren, überhaupt die erste Möglichkeit einer elektronenmikroskopischen Beobachtung. Deshalb sind die Schneidemethoden, welche zunächst von BAKER und PEASE [19] speziell für die Elektronenmikroskopie entwickelt wurden, von großer Bedeutung. Abb. 10 zeigt, daß diese Methoden sogar im Gebiete der Bakteriologie brauchbar sind. Sie finden jedoch im Studium der organischen Gewebe ihre Hauptanwendung (Abb. 11).

In der Lichtmikroskopie bietet die Verdauung von Teilen von Bakterien oder Geweben durch Enzyme ein Mittel innere Strukturen bloßzulegen. Es ist jedoch für die Elektronenmikroskopie nicht besonders geeignet, da hierdurch organische Gebilde so geschwächt werden, daß sie den großen Kräften der Oberflächenspannung in den letzten Stadien des Trocknens nicht standhalten. Vorversuche mit der Bestrahlung des Präparats mit aktiven oder inaktiven Ionen innerhalb des Elektronenmikroskops lassen es aber möglich erscheinen, daß diese Methode in ähnlicher Weise wirksam sein mag.

Endlich bietet das Abdruckverfahren, welches wir größtenteils MAHL [20] verdanken, ein allgemeines Verfahren zur Kontrasterhöhung für äußerliche Strukturen. Es ist nicht nur in der Metallographie nützlich,

sondern überall, wo die Präparatdicke zu groß ist um guten Kontrast zu ergeben, z. B. im Studium von Bakterien und Fasern.

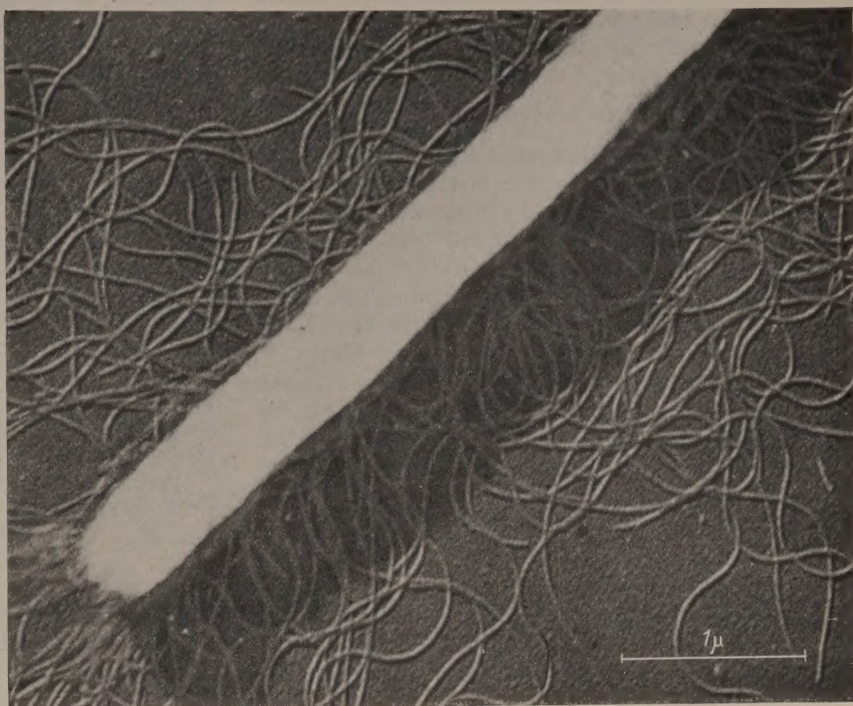


Abb. 9. *B. proteus* mit Flagellen, mit Chrom beschattet. Präparat von C. ROBINOW.

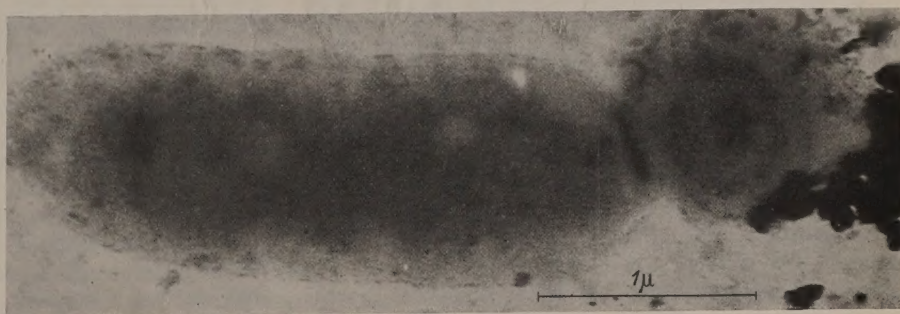


Abb. 10. Längs- und Querschnitt durch *B. megatherium*. Aufnahme von BAKER und PEASE [18].

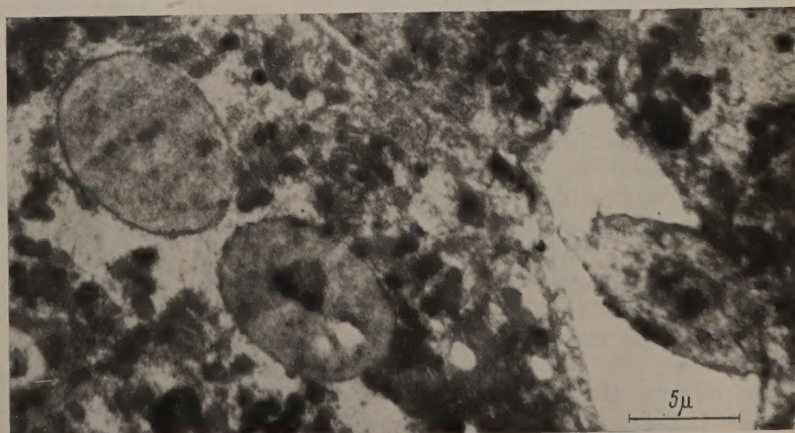


Abb. 11. Leberzellen einer Maus. Aufnahme von J. HILLIER im Sloan-Kettering-Institute, New York.

Diese kurze Übersicht zeigt, daß mancherlei Mittel zur Verfügung stehen um die vom Elektronenmikroskop vermittelten Aufschlüsse zu vermehren. Die vernünftige Verwendung und Erweiterung dieser



Mittel ist, in der Meinung der Verfasser, der geradeste Weg zu einer Ausdehnung des Anwendungsbereichs des Elektronenmikroskops. Allerdings ist, nach wie vor, gute Einstellung und Ausrichtung des Instruments Vorbedingung für jeden Erfolg. Dies genügt aber nicht für die Erzielung aufschlußreicher Bilder.

### Zusammenfassung.

Der Ursprung des Kontrasts in Elektronenbildern durch Streuung am Präparat und seine Beeinflussung durch den Abbildungsvorgang werden kurz besprochen. Es ergibt sich, daß Kontrasterhöhung durch Einschränkung der Objektöffnung bei den für die Auflösung günstigsten leicht belegten Präparaten nur in begrenztem Maße möglich ist; bei dicken Präparaten ist zwar eine starke Kontrasterhöhung erreichbar, die Auflösung dabei aber stets klein. Dagegen läßt sich der Bildkontrast oft durch geeignete Führung der Präparatvorbehandlung verstärken. Schwermetallfärbung organischer Präparate, schräge Bedampfung, die Zubereitung dünner Schnitte, Ätzen und das Abdruckverfahren sind einige allgemeinere Methoden zur

Kontrasterhöhung, die häufig zum Ziele führen, wie durch Beispiele belegt wird.

**Literatur.** [1] BORRIES, B. v.: *Optik* 4, 325 (1948/49). — [2] BETHE, H.: In GEIGER u. SCHEEL, *Handbuch der Physik*, Bd. 24/1, Quantenmechanik der Ein- und Zweielektronenprobleme. Berlin 1933. — [3] MOLIÈRE, G.: *Z. Naturforschg.* 2a, 133 (1947). — [4] BORRIES, B. v., u. H. KOPPE: *Naturwiss.* 34, 187 (1947). — [5] MARTON, L., and L. I. SCHIFF: *J. appl. Phys.* 12, 759 (1941). — [6] BORRIES, B. v.: *Z. Naturforschg.* 4a, 51 (1949). — [7] BÖRSCH, H.: *Z. Naturforschg.* 2a, 615 (1947). — [8] SCHERZER, O.: *J. appl. Phys.* 20, 20 (1949). — [9] HILLIER, J., and E. G. RAMBERG: *J. appl. Phys.* 18, 48 (1947). — [10] KINDER, E., u. A. RECKNAGEL: *Optik* 2, 346 (1947). — [11] RAMBERG, E. G.: *J. appl. Phys.* 20, 441 (1949). — [12] RANG, O.: *Phys. Bl.* 5, 78 (1949). — [13] HILLIER, J.: *J. Bacter.* 57, 313 (1949). — [14] KNAYSI, G., R. F. BAKER and J. HILLIER: *J. Bacter.* 53, 525 (1947). — [15] HALL, C. E., M. A. JAKUS u. F. O. SCHMITT: *J. appl. Phys.* 16, 459 (1945). — [16] MÜLLER, H. O.: *Kolloid-Z.* 99, 6 (1942). — [17] MAHL, H.: *Naturwiss.* 30, 207 (1942). — [18] WILLIAMS, R. C., and R. W. G. WYCKOFF: *J. appl. Phys.* 15, 712 (1944). — [19] BAKER, R. F., u. D. C. PEASE: *Nature, Lond.* 163, 282 (1949). — [20] MAHL, H.: *Ergebn. exakt. Naturwiss.* 21, 262 (1945).

Prof. Dr. J. HILLIER und Prof. Dr. E. G. RAMBERG,  
Radio Corporation of America, RCA Laboratories Division,  
Princeton N. Y., USA.

## Über eine einfache Näherungsformel zur Bestimmung der Resonanzfrequenz beim Hohlraummagnetron.

Von FRITZ BORGNIS, Zürich.

Mit 2 Textabbildungen.

(Eingegangen am 30. Januar 1950.)

1. Das Resonanzsystem eines Hohlraummagnetrons wird gewöhnlich als gekoppeltes System einer Anzahl gleichartiger Schwingungskreise betrachtet, die symmetrisch im Kreis herum angeordnet sind. Die einzelnen Resonanzkreise in Form radialer Schlitzte in einem kreiszylindrischen metallischen Anodenblock wirken näherungsweise wie ein  $\lambda/4$ -Stück einer homogenen Leitung, wobei man noch auf die Randeinflüsse zu achten hat. Zuzufolge der gegenseitigen Kopplungen besitzt das System als Ganzes eine Mehrzahl von Resonanzfrequenzen — eine unerwünschte Erscheinung, da man nur einen ganz bestimmten Schwingungszustand (den sog.  $\pi$ -mode) zu verwenden wünscht und benachbarte Eigenfrequenzen daher störend wirken. Durch verschiedene Maßnahmen (strapping, rising sun-systems) versucht man, die benachbarten Eigenfrequenzen weiter wegzuschieben. Mit kürzer werdender Wellenlänge verlieren indes diese Maßnahmen an Brauchbarkeit [1].

Bei Systemen mit zahlreichen Schlitzten, d. h. für sehr kurze Wellenlängen in der Gegend von 1 cm, ist man dazu übergegangen, derartige Resonanzsysteme an beiden Enden durch metallische Ebenen senkrecht zur Zylinderachse abzuschließen [2], so daß man sozusagen ein beiderseits eben abgeschlossenes Stück einer Hohlrohrleitung mit recht kompliziertem Querschnitt als Resonanzkreis verwendet. Die Eigenfrequenzen eines solchen Hohlraums werden bei unendlicher axialer Länge identisch mit der Grenzfrequenz eines solchen Hohlleiters mit kompliziertem Querschnitt.

Die exakte Berechnung der Eigenfrequenzen ist in geschlossener Form für die verwendeten Querschnitte nicht möglich; man benutzt daher Näherungsverfahren, die bei beliebig vorgegebener Querschnittsform die gewünschten Eigenfrequenzen zu berechnen

gestatten. Der Rechenaufwand ist jedoch ganz erheblich und steigt mit dem angestrebten Grad von Genauigkeit. Die Absicht der vorliegenden Betrachtung geht in anderer Richtung, nämlich eine relativ einfache Näherungsformel zur Bestimmung der Resonanzfrequenz des gewünschten Schwingungszustandes anzugeben, jedoch für einen Querschnitt, der nur näherungsweise den üblicherweise verwendeten Querschnitten nahekommmt. Die Betrachtung dürfte vielleicht auch deshalb von Interesse sein, weil das Problem physikalisch von einem andern Standpunkt als gewöhnlich angesehen wird. Es wird gezeigt, wie die bekannten magnetischen Schwingungszustände (TE-Typen) im Innern eines beiderseits eben abgeschlossenen metallischen Kreiszylinders dazu verwendet werden können, um den „ $\pi$ -mode“ in einem solchen Magnetronhohlraum näherungsweise zu beschreiben.

2. Die Eigenschwingungen des magnetischen Typs (TE-Typ) im kreiszylindrischen Hohlraum werden durch folgende Verteilung des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  und des magnetischen Feldes  $\vec{H}$  beschrieben [3]:

$$\left. \begin{aligned} E_z &= 0 \\ E_r &= -\frac{k m}{r} A J_m \left( y'_{mn} \frac{r}{R} \right) \sin m \varphi \sin \frac{v \pi z}{l} \\ E_\varphi &= -\frac{k y'_{mn}}{R} A J'_m \left( y'_{mn} \frac{r}{R} \right) \cos m \varphi \sin \frac{v \pi z}{l} \\ H_z &= \frac{y_{mn}^2}{R^2} B J_m \left( y'_{mn} \frac{r}{R} \right) \cos m \varphi \sin \frac{v \pi z}{l} \\ H_r &= \frac{v \pi y'_{mn}}{l R} B J'_m \left( y'_{mn} \frac{r}{R} \right) \cos m \varphi \cos \frac{v \pi z}{l} \\ H_\varphi &= -\frac{v \pi m}{l r} B J_m \left( y'_{mn} \frac{r}{R} \right) \sin m \varphi \cos \frac{v \pi z}{l} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$



$[r, \varphi, z]$  Zylinderkoordinaten;  $n, m, \nu$  ganze positive Zahlen;  $R$  begrenzender Zylinderradius;  $l$  Zylinderlänge;  $J_m(x)$  BESSEL-Funktion der Ordnung  $m$ ;  $y'_{mn} = n$ -te Nullstelle der ersten Ableitung von  $J_m(x)$ , d. h.  $J'_m(y'_{mn}) = 0$ ;  $B/A = i \sqrt{\epsilon/\mu} / 120 \pi$ ;  $i = \sqrt{-1}$ ;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  Resonanzwellenlänge.]

Die Resonanzwellenlängen sind durch die Randbedingung  $E_\varphi = 0$  für  $r = R$  bestimmt zu:

$$\lambda_{\nu n} = \frac{2}{\sqrt{\frac{\nu^2}{l^2} + \left(\frac{y'_{mn}}{\pi}\right)^2 \frac{1}{R^2}}} \quad (2)$$

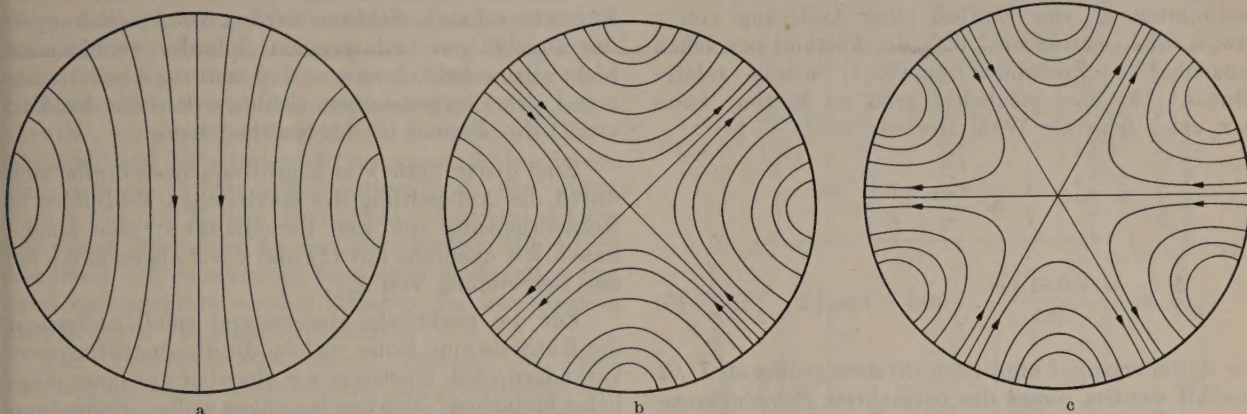


Abb. 1a—c. Elektrische Feldlinien des magnetischen Schwingungstyps (TE-Typ) in einem kreiszylindrischen Hohlraum für die Fälle a)  $m = 1$ , b)  $m = 2$ , c)  $m = 3$  ( $m$  = Anzahl der diametralen Knotenlinien) in einer Ebene  $z = \text{const.}$

$\nu$  gibt die Anzahl der Knotenebenen des elektrischen Feldes senkrecht zur  $z$ -Achse; wir betrachten im folgenden den Fall, daß das (transversale)  $E$  nur an den beiden Abschlußflächen des Zylinders verschwindet, d. h.  $\nu = 1$ . Ebenso soll  $E_\varphi$  nur eine Knotenlinie am Zylindermantel aufweisen, d. h.  $n = 1$ .  $2m$  gibt die Anzahl der radialen Knotenlinien von  $E_r$ . Wegen der Abhängigkeit von  $E_r$  und  $E_\varphi$  entsprechend  $\frac{\sin m\varphi}{\cos m\varphi}$  wird das Gebiet eines Kreisquerschnittes senkrecht zur Zylinderachse in  $2m$ -gleiche Teile zerlegt, innerhalb deren sich die elektrische Feldkonfiguration periodisch wiederholt. Die elektrischen Feldlinien liegen wegen  $E_z = 0$  in solchen Querschnittsebenen; die Intensität des ganzen Feldbildes variiert in der  $z$ -Richtung sinusförmig von Null an den beiden Endflächen zu einem Maximum bei halber Zylinderlänge ( $z = l/2$ ). Die Abb. 1a—c zeigen als Beispiel den Verlauf der elektrischen Kraftlinien für die Werte  $m = 1, 2, 3$ .

3. Senkrecht zu diesen elektrischen Feldlinien denken wir uns nun metallische Zylinder aus einem vollkommenen Leiter gelegt. Dadurch wird der Schwingungszustand nicht verändert, denn die Feldverteilung (1) bleibt Lösung der Differentialgleichungen des elektromagnetischen Feldes und die Randbedingung des Verschwindens der Tangentialkomponenten des elektrischen Feldes auf den begrenzenden metallischen Flächen bleibt erfüllt. Die magnetischen Feldlinien liegen auf Flächen, die orthogonal zu den elektrischen Feldlinien verlaufen; dies geht unmittelbar aus (1) hervor, wonach der magnetische Vektor  $\vec{H}$  überall senkrecht auf dem elektrischen Vektor  $\vec{E}$  steht ( $\vec{E} \cdot \vec{H} = E_z H_z + E_\varphi H_\varphi + E_r H_r \equiv 0$ ). Da das elektrische Feldbild unabhängig von  $z$  ist, liegen die magnetischen Kraftlinien auf Zylinderflächen, die senkrecht

zu den elektrischen Feldlinien verlaufen. Durch Einfügen von solchen metallischen Zylinderflächen wird daher die magnetische Feldverteilung des ursprünglich leeren Kreiszylinders nicht verändert. Grenzen wir uns also durch Einfügen der geschilderten metallischen Zylinderflächen senkrecht zu den elektrischen Kraftlinien beliebige geschlossene Zylindergebiete im Innern des Kreiszylinders ab, so stellt (1) auch die exakte Feldverteilung in einem derart neu entstandenen Hohlraum dar. Die Resonanzfrequenz ist für alle derart abgegrenzte Teilhohlräume mit (2) die nämliche wie für den ursprünglich leeren Kreiszylinder [4].

4. Die Betrachtung der Abb. 1 lehrt nun unmittelbar, wie man durch Einbringen solcher Flächen zu einem Hohlraum gelangen kann, der — besonders bei schmalen Schlitten — ziemlich weitgehend einem

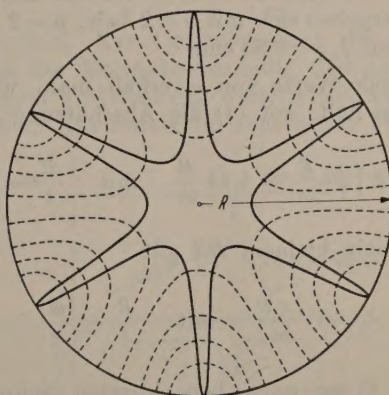


Abb. 2. Beim Einfügen zylindrischer Metallflächen orthogonal zu den elektrischen Feldlinien entsteht ein Hohlraum mit derselben Eigenfrequenz wie der ursprünglich leere Kreiszylinder.

beiderseits abgeschlossenen Magnetronhohlraum entspricht. Abb. 2 gibt ein Beispiel für  $m = 3$  nach Abb. 1c. Die Anzahl der Schlitten ist  $N = 2m$ . Aus (2) folgt mit  $\nu = n = 1$  für einen solchen Hohlraum

$$\lambda_{11} = \frac{2}{\sqrt{\frac{1}{l^2} + \left(\frac{y'_{m1}}{\pi}\right)^2 \frac{1}{R^2}}} \quad (3)$$

Für einigermaßen große Werte von  $m$  (d. h. größere Schlitzzahlen) kann man von der asymptotischen Entwicklung

$$y'_{m1} = m + 0,81 \sqrt{m} \pm \dots$$



Gebrauch machen und erhält damit aus (3)

$$\left(\frac{R}{\lambda_{11}}\right)^2 = \frac{1}{4} \left\{ \left(\frac{R}{l}\right)^2 + \frac{1}{\pi^2} \left(m + 0,81 \sqrt[3]{m}\right)^2 \right\}, \quad (4)$$

wobei  $m = N/2$  die halbe Schlitzzahl bedeutet. Der Schwingungszustand ist der „ $\pi$ -mode“, d. h. für je zwei aufeinanderfolgende Schlitze ist die Phase des elektrischen Feldes  $E_\varphi$  um den Winkel  $\pi$  verschoben.

5. Um noch über das Verhältnis  $R/l$  einen Anhalt zu finden, kann man die Gl. (2) heranziehen: Man sieht, daß für große Werte von  $l$  bzw.  $R$  bei einem bestimmten  $\lambda_{vn}$  der Einfluß einer Änderung von  $v$  bzw.  $n$  auf  $\lambda_{vn}$  gering wird, d. h. der Abstand zu solchen benachbarten Zuständen ( $n, v > 1$ ) würde relativ schmal. Um ihn möglichst groß zu halten, kann man etwa folgende Wahl treffen:

$$\frac{1}{l} \approx \frac{v'_m}{\pi} \cdot \frac{1}{R}$$

oder

$$\frac{R}{l} \approx \frac{m + 0,81 \sqrt[3]{m}}{\pi} \quad \text{und} \quad l \approx \sqrt{2} \cdot \frac{\lambda_{11}}{2}. \quad (5)$$

Die Zylinderlänge  $l$  muß nach (3) stets größer als  $\lambda_{11}/2$  gewählt werden, damit der betrachtete Schwingungszustand überhaupt existieren kann; nur für solche Anordnungen kann (4) Geltung haben.

Für eine Resonanzwellenlänge  $\lambda = 1$  cm wollen wir kurz ein Zahlenbeispiel geben: Wählen wir  $N = 20$ , d. h.  $m = 10$ , so gibt (5) einen Wert  $R/l \approx 3,73$ . Nehmen wir genau diesen Wert, so folgt aus (4)  $R/\lambda_{11} = 2,65$  und damit  $R = 2,65$  cm und  $l = 0,71$  cm. Benachbarte Zustände ergeben sich mit  $v = 2$  bzw.  $n = 2$  zu  $\lambda_{21} = 0,63$  cm und  $\lambda_{12} = 0,85$  cm.

Für große Werte von  $m$  erhält man, wenn man sich an (5) hält, mit (4) die Abschätzung

$$\lambda_{11} = \pi \sqrt{2} \cdot \frac{R}{m} = 4,44 \frac{R}{m} \quad \text{mit} \quad \frac{R}{l} = \frac{m}{\pi}. \quad (6)$$

Bei relativ kleinem  $R/l$  gilt

$$\lambda_{11} = \frac{2\pi R}{m} \quad \text{mit} \quad \frac{R}{l} \ll \frac{m}{\pi}. \quad (7)$$

6. Zur Frage nach benachbarten Schwingungszuständen läßt sich folgendes sagen: Der zu unseren Näherungsformeln gehörige Schwingungszustand ist im allgemeinen sicherlich nicht mit der Grundschwingung des ganzen Hohlraumgebildes identisch. Dies läßt sich auf Grund der stetigen Abhängigkeit der Eigenwerte von der Berandung einsehen, worauf wir hier nicht eingehen wollen. Es existieren also noch benachbarte Schwingungszustände mit kleinerem Eigenwert, d. h. *längerer* Eigenwelle, über deren Größe wir mit unserer Betrachtung keine zuverlässige Aussage zu machen vermögen. Die Existenz dieser Schwingungsmöglichkeiten kann man physikalisch mit der Vorstellung einer „gegenseitigen Kopplung“

der einzelnen Schlitzelemente verknüpfen; die Periodizität im Azimut  $\varphi$  entspricht dabei kleineren Werten von  $m$  ( $m < N/2$ ). Es treten elektrische Feldlinien auf, welche auseinanderliegende Schlitzelemente verbinden.

Weiterhin existieren Schwingungszustände mit einer erhöhten Periodizität (d. h. kürzeren Eigenwellen) in *radialer* Richtung ( $n > 1$ ). Eine derselben ist durch  $\lambda_{12}$  in unserm Zahlenbeispiel unter 5. gegeben. Für diese sehen die Felddbilder qualitativ anders aus, als für den behandelten Fall  $n = 1$ , d. h. die (metallisch gedachten) Orthogonalflächen zu den entsprechenden  $E$ -Linien verlaufen anders als für den Fall  $n = 1$ . Für sehr schmale Schlitze werden die Abweichungen der zugehörigen orthogonalen Zylinder voneinander nicht allzu erheblich sein, so daß man zur Abschätzung von  $\lambda_{vn}$  (bei vorgegebenem Schlitzverlauf für den Fall  $n = 1$ ) die Formel (2) heranziehen kann.

Eine dritte Serie von Eigenfrequenzen ergibt sich durch die Aufspaltung des elektrischen Feldbildes in Achsenrichtung mit der Periodizität  $v$ ; eine solche haben wir ebenfalls mit (2) und  $v = 2$  abgeschätzt bei der Berechnung von  $\lambda_{21}$ .

Für die praktische Anwendung spielt außerdem die Kathode eine Rolle, welche die Resonanzfrequenz verändern wird. Nachdem wir uns aber mit einer möglichst einfachen Näherung begnügen wollen, betrachten wir (3) als genügende Annäherung.

In praxi besitzen die Schlitze natürlich nicht die komplizierte Form der orthogonalen Zylinderflächen; der Ersatz der Abrundungen im Zentrum durch scharfe Ecken wird ebenfalls die Resonanzwellenlänge wegen der Zusammendrängung des elektrischen Feldes an diesen Stellen beeinflussen. Wie weit man die Begrenzungsflächen nach dem Zentrum zu verlaufen läßt, wird von konstruktiven Betrachtungen (Kathodendurchmesser) abhängen.

#### Zusammenfassung.

Beim üblichen Hohlraummagnetron wählt man gewöhnlich eine einfache geometrische Form mit dem Ergebnis, daß die genauere Berechnung der Resonanzfrequenzen recht kompliziert wird. Die hier angegebene Methode liefert, wenn man nicht weitere Näherungsbetrachtungen anschließen will, keine allzu genaueren Werte für die erwünschte Resonanzfrequenz ( $\pi$ -mode); dafür zeichnen sich die Formeln durch besondere Einfachheit aus. Das Problem wird dabei von einem andern Gesichtspunkt aus, als sonst üblich, betrachtet. Für ein beidseitig eben abgeschlossenes System eines Hohlraummagnetrons ergibt sich, besonders für hohe Schlitzzahlen, eine einfache Abschätzung der zu erwartenden Resonanzfrequenz.

**Literatur.** [1] COLLINS, G. B.: Microwave Magnetrons. New York u. London 1948. — [2] HOLLENBERG, A. V., N. KROLL and S. MILLMANN: J. appl. Phys. **19**, 624 (1948). — [3] BORGNIS, F.: Hochfrequenztechn. **60**, 151 (1942). — [4] LEDINEGG, E.: Hochfrequenztechn. **62**, 38 (1943).

Prof. Dr. FRITZ BORGNIS, Zürich 6, Weinbergstr. 48.



# Zündvorgang und Entladungsverlauf in Gastrioden.

Von ERNST KNOOP und WERNER KROEBEL.

(Aus dem Institut für angewandte Physik der Universität Kiel.)

Mit 15 Textabbildungen.

(Eingegangen am 14. Februar 1950.)

Bei Beobachtungen des Entladungsverlaufes in Gasentladungsröhren unter speziellen Bedingungen war es KROEBEL bereits 1941 aufgefallen, daß schon mit handelsüblichen kleineren Typen von Gastrioden überraschend kurzzeitige und leistungsstarke Impulse ohne beobachtbare Zündverzögerungsschwankungen erzielt werden können. Wegen des besonderen Interesses, das die Erzeugung extrem kurzzeitiger und phasenstarrer elektrischer Spannungsimpulse beansprucht, wurde auf Grund dieses Befundes der Entladungs- und Zündverlauf in derartigen Röhren einer eingehenden Untersuchung unterzogen. Sie wurde zusammen mit KNOOP Ende 1944 begonnen und bis auf einige Messungen an speziellen Röhren, die wegen Verlustes des seinerzeitig benutzten Meßgerätes erst jetzt durchgeführt werden konnten, im wesentlichen bereits April 1945 abgeschlossen<sup>1</sup>.

Die Untersuchungsmethode bestand in einer oszillographischen Beobachtung des Zündvorganges und Entladungsverlaufes in den Gasentladungsröhren EC 50, 4690, 4686 und AC 50 mit anschließender photographischen Registrierung. Wegen des sehr kurzzeitigen Entladungsvorganges in diesen Röhren wurde für die Messungen in den Jahren 1944 und 1945 ein spezieller von KROEBEL entworfener und gebauter Impulsozillograph benutzt [1]. Zur bequemen Beobachtbarkeit wurden die zu beobachtenden Entladungsvorgänge periodisch mit einer Frequenz von 500 Hz ausgelöst. Den verwendeten und ursprünglich für einen anderen Zweck bereits 1941/42 gebauten Impulsozillographen zeigt in seinen wesentlichen Schaltungsteilen die Abb. 1. Der Impulsozillograph enthält einen von dem zu beobachtenden Impuls synchronisierten Kippgenerator. Seine am Ausgang der Röhre 2 (Abb. 1) entstehende sägezahnförmige Spannung (Abb. 2b) wird über Verzerrungsglieder in kurzzeitige Spannungsimpulse gemäß der Darstellung in Abb. 2c verwandelt. Aus diesem Impuls wird über ein Amplitudensieb ein Rechteckimpuls (Abb. 2d) gewonnen, dessen zeitlicher Beginn über einen Spannungsteiler, der das Abschneidepotential des Amplitudensiebes zu verschieben gestattet, regelbar gemacht ist. Dadurch kann stets erreicht werden, daß der den Synchronisiervorgang auslösende und zu beobachtende Impuls zeitlich in das Intervall des Rechteckimpulses fällt. Der Rechteckimpuls wird dann über Verstärkerschaltungen an die durch geeignetes Elektrodenpotential gesperrte Röhre 4 gegeben, wodurch die Sperrung aufgehoben und der über den Widerstand  $R_a$  aufgeladene Kondensator  $C_a$  zeitproportional entladen wird. Dadurch entsteht über dem Kondensator  $C_a$  bei geeigneter Dimensionierung der Schaltelemente ein sägezahnförmiger Spannungsverlauf (Abb. 2e), dessen Rücklauf zeitproportional und in seiner gesamten Zeitdauer durch die einstellbare Breite des erzeugten rechteckförmigen Spannungsimpulses gegeben ist.

<sup>1</sup> Die Ergebnisse wurden am 13. 3. 47 in einem Vortrage im Physikalischen Kolloquium der Universität Kiel von KNOOP mitgeteilt.

Diese Sägezahnspannung wird dann über einen Gegentaktverstärker mit den Röhren 5 und 6 an die horizontal ablenkenden Plattenpaare einer BRAUNschen

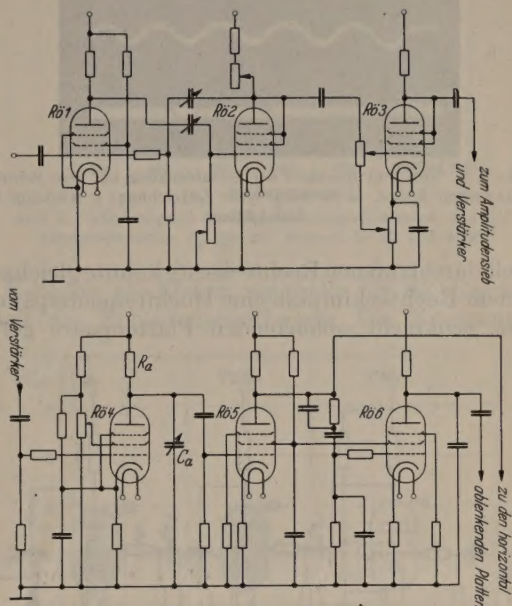


Abb. 1. Schaltung für die Zeitablenkung im Impulsozillographen.

Röhre gegeben. Zur Unterscheidung des Hin- und Rücklaufes der Sägezahnspannung und zum Helligkeitsausgleich wird über eine weitere Röhre der Rechteckimpuls an das senkrecht ablenkende Plattenpaar

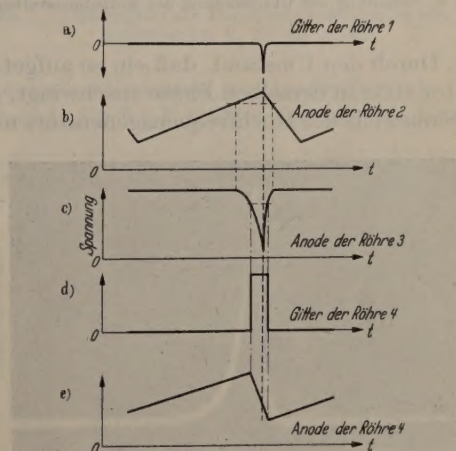


Abb. 2a-e. Spannung-Zeit-Verläufe in den einzelnen Stufen der Zeitablenkungsschaltung des Impulsozillographen.

und an den WEHNELT-Zylinder gegeben. Dadurch erhält man einen Kathodenstrahlverlauf, der ein Rechteck umläuft, dessen eine Basis dem langsamen Spannungsanstieg der Sägezahnspannung über  $C_a$  entspricht und dessen zweite Basis dem zeitproportionalen schnelleren Rücklauf dieser Sägezahnspannung zugeordnet ist (Abb. 3a). Durch Regelung der auf den WEHNELT-Zylinder gegebenen Impulsspannung kann



dann die Leuchtdichte der schnell durchlaufenen Basis des Rechtecks auf der BRAUNschen Röhre gegenüber der der langsam durchlaufenen Basis nach Belieben reguliert werden. Zur Eichung der Laufgeschwindigkeit der

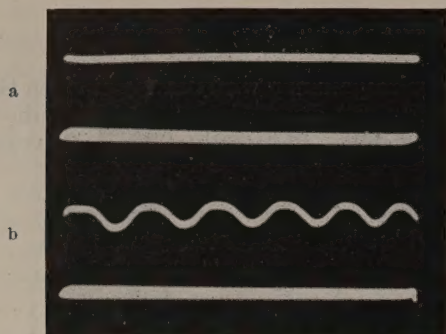


Abb. 3 a u. b. Hin- und Rücklauf der Zeitablenkung auf dem Schirm der BRAUNschen Röhre. a Rücklauf ohne Zeiteichung; b Rücklauf mit Zeiteichung.

schnell durchlaufenen Rechteckseite konnte gleichzeitig mit dem Rechteckimpuls eine Hochfrequenzspannung an die senkrecht ablenkenden Plattenpaare geführt

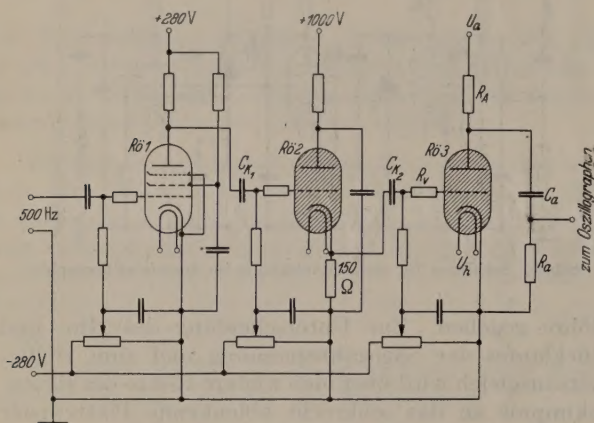


Abb. 4. Schaltung zur Untersuchung des Entladungsverlaufes.

werden. Durch den Umstand, daß ein so aufgetasteter Generator stets in derselben Phase anschwingt, gelingt es, die Sinuswelle des Hochfrequenzgenerators mit dem

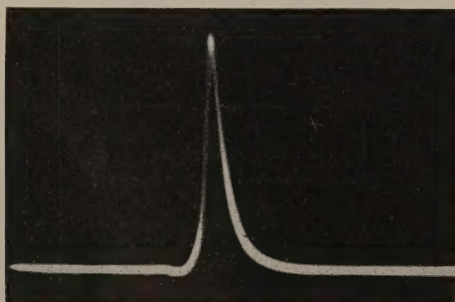


Abb. 5. Aufnahme eines Entladungsverlaufes.

kurzzeitigen Rücklauf zu synchronisieren, so daß diese Sinuswelle als stehendes Bild in der oberen Seite des Rechtecks entsteht und so eine Zeiteichung erlaubt (Abb. 3 b). Die für die durchgeführten Untersuchungen benutzte Impulsdauer des Rechteckimpulses betrug 1,2 bis 10  $\mu\text{sec}$ , so daß bei der gewählten Leuchtlinienlänge von 70 mm eine größte Zeitauflösung von  $1,7 \cdot 10^{-8} \text{ sec/mm}$  Leuchtlinienlänge gegeben war.

Bei den späteren Untersuchungen wurde ein Impulsoszillograph mit einer Zeitauflösung bis zu  $3 \cdot 10^{-9} \text{ sec/mm}$  [2] verwendet. Einzelheiten über seinen Aufbau sind in der angeführten Arbeit ersichtlich.

Die zur Untersuchung benutzten Gasentladungsröhren wurden in der in Abb. 4 schematisch wiedergegebenen Schaltanordnung verwendet. Aus einer sinusförmigen Wechselspannung von 1000 V bei einer Frequenz von 500 Hz wurde im Anodenkreis der Röhre 1 ein mäanderförmiger Spannungsverlauf sehr hoher Flankensteilheit gewonnen. Aus diesem wird über einen kleinen Kondensator  $C_{k1}$  ein kurzzeitiger Spannungsimpuls erzeugt, der zeitlich mit der Impulsflanke der Mäanderkurve zusammenfällt. Durch ihn wird eine Gasentladungsröhre (Röhre 2) über einen Kathodenwiderstand von 150  $\Omega$  gezündet, wodurch über diesem ein Spannungsimpuls von einigen  $10^{-8} \text{ sec}$  Dauer entsteht. Er dient einesteils zur Synchronisierung einer der oben schematisch skizzierten Oszillographenanordnungen und zum anderen Teil zur Auslösung der Gasentladung in der nachfolgenden Röhre (Röhre 3), deren Gasentladungsverlauf studiert werden sollte.

Für die Aufgabe, die wir uns zunächst stellten, interessierte, von welchen Betriebsbedingungen der zeitliche Verlauf der Gasentladung abhängig ist. Wie eine von den zahlreichen aufgenommenen photographischen Aufnahmen (Abb. 5) zeigt, erhält man dabei stets einen exponentiellen Verlauf sowohl für den Aufbau als auch für den Abbau der Entladung, im folgenden als Anstieg- und Abfallbereich bezeichnet. Die Aufbau- und Abbaugeschwindigkeiten der Gasentladung lassen sich somit durch Angabe ihrer Exponentialkoeffizienten in einfacher Weise festlegen. Wir haben daher aus den photographischen Aufnahmen des Entladungsverlaufes des Aufbau- und Abbaubereiches unter verschiedenen Betriebsbedingungen die Exponentialkoeffizienten ermittelt. Es wurde auf diese Weise die Abhängigkeit der Exponentialkoeffizienten für den Anstiegbereich und für den Abfallbereich der Gasentladung

1. von der Anodenspannung  $U_a$ ,
2. von der Kapazität  $C_a$  des Ladekondensators,
3. vom Entladewiderstand  $R_a$ ,
4. von der Heizspannung  $U_h$  und
5. von der Höhe der Tastimpulsspannung  $U_T$

untersucht.

Um eine Beeinflussung des zeitlichen Verlaufes der Gasentladung durch den Tastimpuls selbst zu vermeiden, wurde, wie bereits dargestellt, ein extrem kurzzeitiger Zündimpuls verwendet. Die mit diesem Zündimpuls erzeugten Entladungsverläufe zeigen, daß er kurz genug gewählt war, um nach dem Auslösen der Entladung den Entladungsverlauf selbst nicht mehr zu beeinflussen. Um etwaige Resteinflüsse zu eliminieren, wurde darüber hinaus der Kopplungskondensator  $C_{k2}$  zwischen Röhre 2 und 3 extrem klein (etwa 100 pF) gewählt und darüber ein kleiner Vorwiderstand  $R_v$  eingeschaltet.

Die so gemessene Abhängigkeit der Exponentialkoeffizienten von der Anodenspannung  $U_a$  und die absolute Größe der Exponentialkoeffizienten sind in der Abb. 6 wiedergegeben. In ihr ist auf der Abszisse die gewählte Anodenbatteriespannung der Röhre 3 abgetragen und auf der Ordinate die Größe der



Exponentialkoeffizienten in  $\text{sec}^{-1}$ , und zwar zeigen die Kurven I und I' den Verlauf der Exponentialkoeffizienten für den Anstieg der Entladung und die Kurven II und II' den Verlauf der Exponentialkoeffizienten für den Abfall. Aus der Abbildung erkennt man, daß für die Röhre EC 50 von einer Anodenspannung von 900 V an der Exponentialkoeffizient des Anstiegs nahezu konstant bleibt und eine Größe bis zu  $6,5 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$  erreicht. Das heißt also, daß von einer Anodenspannung von 900 V an die Gesamtheit der zur Entladung führenden Prozesse voll zur Auswirkung kommt.

Der Verlauf des Exponentialkoeffizienten für den Abfallbereich in Abhängigkeit von der Anodenspannung muß im Prinzip einen ähnlichen Verlauf haben, wie auch die Kurven II und II' darstellen. Daß hierbei die absolute Größe des Exponentialkoeffizienten kleiner ist als im Anstiegsbereich, hat seinen Grund in dem für diesen Fall zur Mitwirkung kommenden Entladewiderstand  $R_a$ , der zusammen mit dem Innenwiderstand  $R_i$  der Gasentladungsröhre und dem Ladekondensator  $C_a$  die Zeitkonstante des Abfalles bestimmt. Aus dem Verlauf der Kurve für die EC 50 geht mithin hervor, daß bei Anodenspannungen unter 800 V der Innenwiderstand der Röhre gegenüber dem Entladewiderstand  $R_a$  deutlich bemerkbar wird, so daß für niedrige Anodenspannungen der Innenwiderstand merklich größer ist als für hohe Anodenspannungen. Die Bestimmung des Exponentialkoeffizienten des Abfalles aus der Größe der Zeitkonstanten

$$\tau_{\text{Abfall}} = (R_i + R_a) C_a$$

ergibt, daß für die hohen Anodenspannungen der in Kurve II gemessene Exponentialkoeffizient gleich ist dem, der sich aus der Zeitkonstanten  $R_a C_a$  ergibt, so daß hierfür also  $R_i \ll R_a$  ist. Für eine Anodenspannung von 500 V ergibt sich nach dieser Rechnung ein Innenwiderstand  $R_i = 17 \Omega$  für die EC 50.

Für die Abhängigkeit der Exponentialkoeffizienten von der Ladekapazität ergab sich ein Zusammenhang, wie er in Abb. 7 wiedergegeben ist. In ihr zeigt Kurve I wieder die Abhängigkeit des Exponentialkoeffizienten für den Anstieg und Kurve II die des Exponentialkoeffizienten für den Abfall. Da die Ladekapazität auf den Entladungsverlauf des Anstieges keinen Einfluß haben kann, ergeben die Messungen für diesen in Abhängigkeit von der Ladekapazität einen konstanten Wert. Da andererseits für den Abfall der Exponentialkoeffizient wesentlich durch die oben angeführte Zeitkonstante und damit durch  $C_a$  mitbestimmt ist, finden wir einen entsprechenden Verlauf für den Exponentialkoeffizienten im Abfallbereich.

Die Kurve I in Abb. 8 zeigt, daß auch die Größe des Entladewiderstandes  $R_a$  ohne Einfluß auf den Entladungsverlauf im Anstiegsbereich ist. Der Verlauf der Kurve II in Abb. 8 für den Abfallbereich ist wiederum durch die durch  $R_a$  bestimmte Zeitkonstante bedingt.

Von besonderem Interesse war uns die Ermittlung der Abhängigkeit der Exponentialkoeffizienten von Betriebsbedingungen, für die sich extreme Exponentialkoeffizienten ergeben. Der Verlauf der Abhängigkeit der Exponentialkoeffizienten von der Heizspannung der Röhre ist in Abb. 9 wiedergegeben. Aus ihr geht hervor, daß für die EC 50 der Exponentialkoeffizient des Anstiegs bis zu einer Heizspannung von

6,2 V wächst — die normale Heizspannung beträgt 6,3 V — und dann konstant bleibt. Die niedrigen Werte für den Exponentialkoeffizienten bei Unterheizung zeigen deutlich den Einfluß der Ergiebigkeit

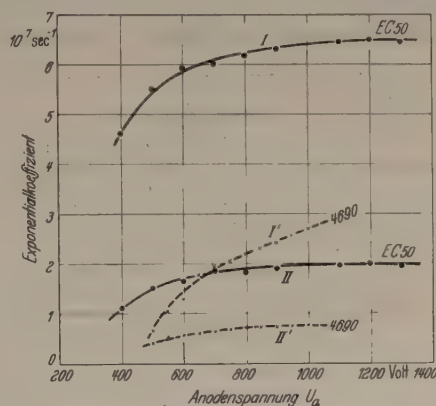


Abb. 6. Abhängigkeit der Exponentialkoeffizienten von der Anodenspannung  $U_a$  für die Röhren EC 50 und 4690.

der Kathode als Elektronenquelle für die Geschwindigkeit des Entladungsaufbaues. Die Konstanz des

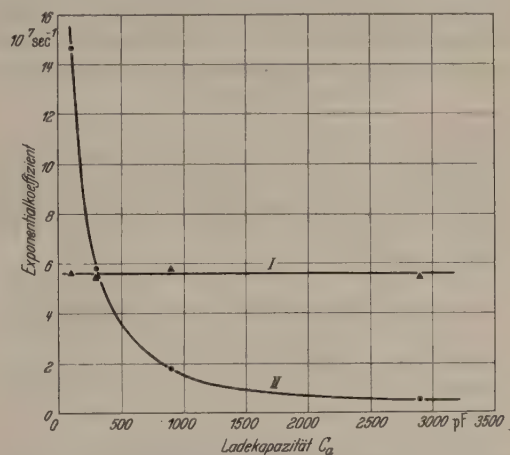


Abb. 7. Abhängigkeit der Exponentialkoeffizienten von der Ladekapazität  $C_a$  für die EC 50.

Exponentialkoeffizienten im Anstiegsbereich für eine Heizspannung  $> 6,2 \text{ V}$  erklärt sich aus der Erreichung

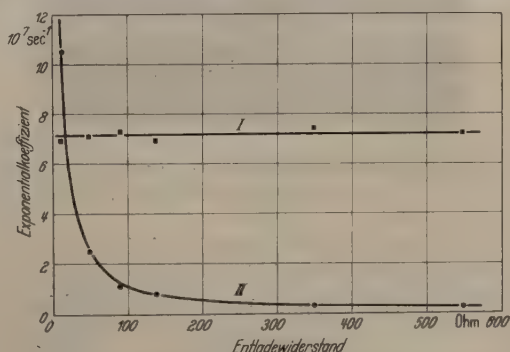


Abb. 8. Abhängigkeit der Exponentialkoeffizienten vom Entladewiderstand  $R_a$  für die EC 50.

einer maximalen Elektronenanzahl für den Gitter-Kathodenraum bei den gewählten Elektrodenspannungen.

Wegen des Einflusses der Elektronenanzahl im Zündmoment, die ja die Entladungsstromstärke mitbestimmt, war eine Abhängigkeit des Exponentialkoeffizienten für den Anstiegsbereich von der Größe



der Tastimpulsspannung bei konstanter negativer Gittervorspannung zu erwarten. Die Ergebnisse der experimentell ermittelten Abhängigkeit zeigt Abb. 10. In ihr kommt die erwähnte Zunahme des Exponentialkoeffizienten für den Anstieg mit größer werdendem Impuls deutlich zum Ausdruck.

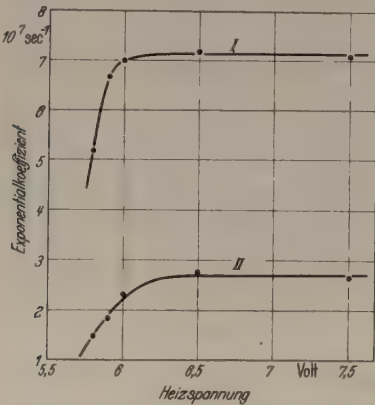


Abb. 9. Abhängigkeit der Exponentialkoeffizienten von der Heizspannung  $U_h$  für die EC50.

Bei den Untersuchungen über den Verlauf des Exponentialkoeffizienten im Aufbaubereich in Abhängigkeit von der Heizspannung hatte sich ergeben,

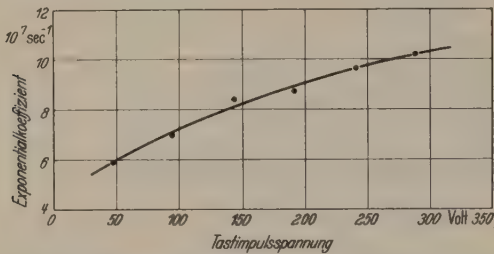


Abb. 10. Abhängigkeit des Exponentialkoeffizienten für den Anstiegbereich von der Größe des Tastimpulses bei der EC50.

daß bei genügender Unterheizung der Entladungsverlauf in zwei Teile zerfällt, wie es die photographische Aufnahme in Abb. 11 zeigt. In ihr ist gleichzeitig der

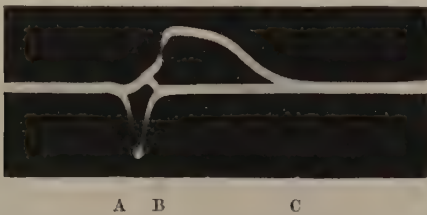


Abb. 11. Entladungsverlauf bei Unterheizung mit Zündimpuls (nach unten dargestellt) und Vorzündung.

zeitliche Verlauf des Zündimpulses wiedergegeben. Die Aufnahme zeigt, daß sich bei genügender Unterheizung der gesamte Entladungsverlauf in das Gebiet A—B und das Gebiet B—C unterteilt. Die Zeitdauer des Gebietes A—B ist direkt abhängig von der Heizung der Röhre, in dem Sinne, daß mit zunehmender Unterheizung der Zeitabschnitt wächst, d. h. also, daß der eigentliche Entladungsvorgang erst nach Ablauf eines zweckmäßig als Vorzündung bezeichneten Zeitintervalles eintritt. Diese verschwindet in der Entwicklung der zwischen Kathode und Anode übergehenden Entladung, wenn die normale Heizspannung erreicht wird, wie dieses die Aufnahmen in den Abb. 12 und 13 für

verschiedene Heizspannungen zeigen. Die Deutung dieses Vorganges ergibt sich aus der Überlegung, daß bei genügender Unterheizung zu wenige Elektronen aus der Kathode austreten und damit zunächst nur eine Entladung zwischen Gitter und Anode zustande kommt, die wegen des großen Ableitungswiderstandes



Abb. 12. Entladungsverlauf bei zwei verschiedenen Heizspannungen (5,8 V und 5,9 V) mit Vorzündung.

hinsichtlich der maximalen Stromstärke begrenzt wird und somit nur bis zu einer geringen Stromstärke ansteigt, die durch die Höhe des Vorzündimpulses der Abb. 11 wiedergegeben ist. Wenn dann durch die



Abb. 13. Entladungsverlauf bei normaler Heizspannung mit Zündimpuls und Vorzündung bei der EC50.

Ionisationsvorgänge im Gitteranodenraum genügend positive Ionen geschaffen sind, die bis zur Kathode durchdringen und dort durch Erniedrigung der Raumladungsschwelle und durch Auftreffen auf die Kathode Elektronen freizumachen vermögen, so setzt eine Ent-

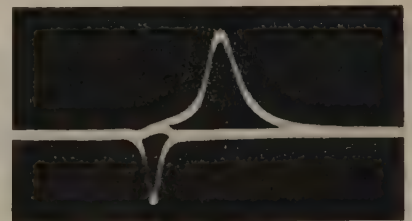


Abb. 14. Entladungsverlauf bei normaler Heizspannung mit Zündimpuls und Vorzündung bei der Röhre 4690.

ladung zwischen Kathode und Anode ein. Sie ist hinsichtlich der maximal erreichten Stromstärke durch die Ergiebigkeit der Kathode begrenzt, wie dieses die Abb. 11 und 12 bei genügender Unterheizung deutlich zeigen. Aus dieser Betrachtung geht hervor, daß offenbar auch unter normalen Zündbedingungen zunächst eine Zündung zwischen Gitter und Anode und darauf folgend ein Übergreifen der Entladung zur Kathode hin sich abspielt. Die Zündvorgänge sind mithin in gewissem Maße durch Einbau von Gittervorwiderständen zu beeinflussen.

In Übereinstimmung mit den obigen Beobachtungen und ihrer Deutung stehen Untersuchungen an



Gasentladungsröhren mit anderen Gasfüllungen. So zeigt zunächst die Messung der Exponentialkoeffizienten für den Entladungsaufbau und -abfall bei der Röhre 4690, die mit Argon gefüllt ist, daß die Werte für den Exponentialkoeffizienten des Anstiegs bedingt durch das größere Atomgewicht der Argonionen etwa um den Faktor 3 kleiner sind als die Werte bei der EC 50 mit Heliumfüllung (s. Kurve I' in Abb. 6). Insbesondere ergeben sich bei Unterheizung ganz analoge Vorgänge wie zuvor für die EC 50 beschrieben mit der Abweichung, daß die Zeitdauer des Gebietes A—B etwa um den Faktor 4 größer ist, was durch die größere Laufzeit der Argonionen gegenüber den Heliumionen auf Grund der größeren Masse bedingt ist, wodurch eine Verzögerung des Gesamtablaufes hervorgerufen wird (vgl. Abb. 14).

Auf Grund dieses Ergebnisses kann daher erwartet werden, daß neue für den Handel angekündigte Gasentladungsröhren mit Wasserstofffüllung entsprechend größere Exponentialkoeffizienten für den Anstiegsbereich der Gasentladung ergeben. Mit ihnen müssen daher Impulsdauern erzielbar sein, die noch merklich unter denen liegen, die wir mit der EC 50 bei extremen Bedingungen erreichen konnten.

Wie schon die Abb. 13 und 14 zeigen, auf denen der Gasentladungsverlauf der untersuchten Röhren zusammen mit dem Zündimpuls dargestellt ist, kommen sog. Zündverzögerungen offensichtlich nicht vor, wenn die Zündbedingungen wie in der Versuchsanordnung gewählt werden. Zumindest müssen diese unter einigen  $10^{-10}$  sec liegen, da auch bei genauer Beobachtung bei einer Zeitauflösung von  $3 \cdot 10^{-9}$  sec/mm keinerlei Schwankungen in dem Zeitunterschied zwischen Zündimpuls und Entladungseinsatz zu bemerken waren. Dieser Tatbestand dürfte für besondere Anwendungszwecke dieser Röhren von besonderer Bedeutung sein.

Die von uns mit der Anordnung der Abb. 4 erzeugten Impulse zeigten, daß der Entladewiderstand  $R_a$  maßgebend für die maximal erreichbare Stromamplitude bei gegebener Anodenspannung ist. Dabei ergab sich, daß die Röhre EC 50 ohne wesentliche Herabsetzung ihrer Lebensdauer bei einer Anodenspannung von 1000 V maximale Impulsstromstärken bis zu 30 und 40 Amp bei einer Impulsdauer von einigen  $10^{-8}$  sec herzugeben vermag. Die maximal erreichbare Stromstärke ergibt sich dabei in der Regel aus dem Verhältnis der Anodenspannung  $U_a$  zu dem Entladewiderstand  $R_a$  der Abb. 4. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Aufladekapazität nicht zu klein gewählt wird, weil sonst bereits durch den Ladungsverlust im Aufbaugebiet der Gasentladung die so errechnete Stromstärke nicht erreicht wird. Um für die Röhre EC 50 den Zusammenhang zwischen erzielbarer maximaler Impulsspannung über dem Widerstand  $R_a$  bei einer festen Anodenspannung von 1000 V und der Kapazität des Aufladekondensators festzulegen, sind die experimentellen Ergebnisse dieses Zusammenhanges in der Abb. 15 zusammengestellt. Sie zeigen, daß, wie unmittelbar verständlich, der

maximal mögliche Strom aus dem erwähnten Grunde von der Größe der Ladekapazität abhängt. Die Art der Abhängigkeit ist aus der Abbildung unmittelbar zu entnehmen, die auch in den gestrichelten Kurven den entsprechenden Zusammenhang zwischen maximaler Impulsspannung und Ladekapazität wiedergibt.

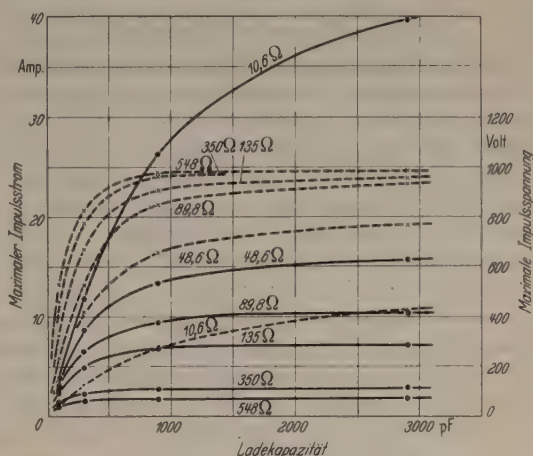


Abb. 15. Abhängigkeit des maximalen Impulsstromes (ausgezogene Kurven) und der maximalen Impulsspannung (gestrichelte Kurven) von der Ladekapazität bei verschiedenen Entladewiderständen  $R_a$  für die EC 50.

### Zusammenfassung.

Mit speziellen Oszillographenanordnungen wurden die Zündbedingungen und der Entladungsverlauf in verschiedenen Gastrioden untersucht. Der Entladungsverlauf wurde photographisch mit einer Zeitauflösung von  $1,7 \cdot 10^{-8}$  bis zu  $3 \cdot 10^{-9}$  sec/mm aufgenommen. Auf Grund dieser Aufnahmen wurden unter verschiedenen Entladungsbedingungen der Entladungsverlauf der TOWNSEND-Entladung und die Exponentialkoeffizienten des exponentiellen Anstieges und des Abfalles der Entladung ermittelt. Die Untersuchungen des Entladungsvorganges ergaben für den Zündvorgang, daß bei gitterseitiger Zündung zunächst eine Entladung zwischen Gitter und Anode entsteht, aus der sich dann mit einer von den Entladungsbedingungen abhängigen festen Verzögerung die Entladung zwischen Kathode und Anode entwickelt. Die Verzögerungszeiten liegen bei der Gastriode EC 50 mit Heliumfüllung bei etwa  $10^{-8}$  sec und bei der Gastriode 4690 mit Argonfüllung bei etwa  $5 \cdot 10^{-8}$  sec. Der Unterschied erklärt sich aus der durch die größere Masse der Argonionen gegenüber den Heliumionen bedingten Laufzeit. Schwankungen zwischen den zeitlichen Einsätzen des Zünd- und Entladungsverlaufes wurden nicht beobachtet und müssen daher wesentlich kleiner sein.

**Literatur.** [1] PUNGS, L., and K. LAMBERTS: Fiat Rev. 15, 258. Vortrag KROEBEL auf der Tagung „Modulation und Tastung“ am 4. Okt. 1944. — [2] KROEBEL, W.: Arch. E. Ü. 1, 108 (1947).

Dr. ERNST KNOOP, (24b) Kiel, Esmarchstr. 16.

Prof. Dr. WERNER KROEBEL, (24b) Preetz/Holstein, Klosterhof 24.



# Eine neue Zählrohr-Betriebsweise mit hohem Auflösungsvermögen.

Von ADOLF TROST, Wildbad.

(Mitteilung aus dem Laboratorium Prof. BERTHOLD, Wildbad.)

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 15. Februar 1950.)

## 1. Stoßzählung bei Zählrohren.

Zur Registrierung von Zählrohrstößen bei kleinsten Strahlenintensitäten verwendet man im allgemeinen elektromechanische Zählwerke, die über einen gewöhnlich zweistufigen Verstärker an das Zählrohr angeschlossen werden. Das Auflösungsvermögen solcher Zählwerke ist klein, es liegt bei guten Zählwerken bei  $1/100$  sec. Da zudem die Strahlenquanten nicht in gleichen Zeitabständen, sondern in völlig regelloser Aufeinanderfolge eintreffen, hat die Anzeige ein Maximum bei etwa 40 Stößen/sec und noch bei 10 Zählrohrstößen/sec beträgt der Ausfall etwa 10%. Will man nun eine Strahlungsintensität (bei Berücksichtigung der Zählwerkskorrektur) auf 1% genau messen, so sind dazu 10000 Stöße erforderlich (mittlere statistische Streuung  $= \sqrt{\text{Stoßzahl}}$ ). Bei 10 Stößen/sec muß man also mindestens 1000 sec lang messen.

Um auch bei größeren Zählrohrstoßzahlen und damit schneller messen zu können, wurden sog. Unter-setzer [1] entwickelt, die nur jeden 2., 4., 8., 16. usw. Stoß auf das Zählwerk geben. Während bei einfacher Stoßzählung das Zählwerk der tragste Teil der Meßanordnung ist, wird bei genügend hoher Untersezung die Auflösung der Anordnung schließlich durch das Auflösungsvermögen des Zählrohres selbst bestimmt. Dieses liegt bei Zählrohren ohne Dampfzusatz bei  $10^{-2}$  bis  $10^{-3}$  sec, bei Zählrohren mit Dampfzusatz bei etwa  $10^{-4}$  sec. Bestenfalls können also maximal etwa 4000 Stöße/sec und 1000 Stöße/sec mit einem Ausfall von 10% angezeigt werden.

## 2. Zählrohrstrommessung.

In vielen Fällen, insbesondere bei technischen Untersuchungen, sind Messungen mit Zählwerken zu umständlich und zeitraubend, man möchte vielmehr eine Direktanzeige der Strahlungsintensität, wobei die Intensität unmittelbar durch Zeigerausschlag abgelesen werden kann. Die einfachste Möglichkeit einer Direktanzeige besteht in der Zählrohrstrommessung [2] bei Zählrohren mit Dampfzusatz, wobei der Zählrohrstrom über einen Widerstand von 10 bis 100 M $\Omega$  geführt und der an ihm entstehende mittlere Spannungsabfall mit einem Röhrenvoltmeter gemessen wird.

Arbeitet man dabei über der Einsatzspannung im Auslösebereich des Zählrohres, so entspricht die Abhängigkeit der Strahlungsanzeige von der Intensität bei geringen Stoßzahlen ungefähr dem Auflösungsvermögen von  $10^{-4}$  sec; bei hohen Stoßzahlen tritt aber kein Maximum der Anzeige, sondern ein asymptotisches Ansteigen bis zu einem Grenzwert bei sehr hohen Stoßzahlen auf. Allerdings empfiehlt es sich nicht, bei Intensitäten über einigen 1000 Stößen/sec zu messen, da der Strom mit wachsender Strahlungsintensität nur noch relativ schwach ansteigt.

Arbeitet man aber bei Zählrohrstrommessung unterhalb der Einsatzspannung im Proportionalbereich, so kann man die Messungen bis zu sehr hohen Stoßzahlen ausdehnen: während im Auslösebereich jede

Entladung sich über die gesamte Zählrohrlänge ausdehnt, ist dies im Proportionalbereich nicht der Fall, so daß viele Einzelentladungen gleichzeitig an verschiedenen Stellen des Rohres stattfinden können. Je niedriger die Arbeitsspannung ist, desto kleiner ist die Einzelentladung, desto mehr Stöße/sec können gemessen werden. Der Ladungstransport je Entladung ist zwar geringer als im Auslösebereich; bei hohen Dampfdrücken im Zählrohr sind jedoch die Einzelstöße genügend groß zur Registrierung bei mittleren und hohen Intensitäten und man kann — unabhängig von der Zählrohrspannung und damit von

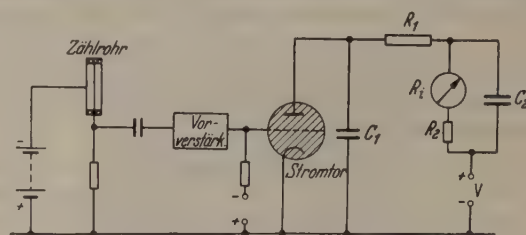


Abb. 1. Stromtorschaltung für Zählrohr-Direktanzeige.

der Einzelstoßgröße bzw. der Stoßzahl — bis zu Stromdichten von  $10^{-7}$  bis  $10^{-6}$  Amp je cm Zählrohrdrähtlänge der Intensität völlig proportionale Anzeigen erhalten. Paßt man also die Zählrohrspannung dem zu messenden Intensitätsbereich an, so können praktisch beliebig hohe Intensitäten gemessen werden, wodurch die Meßdauer sehr klein, z. B.  $1/10$  sec gemacht werden kann.

Der Nachteil der Zählrohrstrommessung liegt in der starken Abhängigkeit des Zählrohrstromes von der Arbeitsspannung; man benötigt also eine sehr gut stabilisierte Hochspannungsquelle, auch sind keine direkten Absolutmessungen ohne besondere Eichung, sondern nur Intensitätsvergleiche möglich. Bemerkt sei, daß auch im Auslösebereich kein „Konstanzbereich“ auftritt, weil zwar die Zahl der Zählrohrstöße bei Spannungserhöhung konstant bleibt, ihre Größe aber kontinuierlich wächst.

## 3. Direktanzeige mit Stromtor.

Um die erwähnten Nachteile der Direktanzeige bei Zählrohrstrommessung (Stabilisierung und Eichung) zu vermeiden, kann man zunächst mit Hilfe eines geeigneten Verstärkers alle Stöße auf gleiche Größe und gleiche Dauer bringen und erst nach der Verstärkung einen zeitlichen Mittelwert der Stromstöße bilden. Man erhält dann ebenfalls eine Direktanzeige der Strahlungsintensität, wobei jetzt im Auslösebereich wie bei der Stoßzählung mit Zählwerk ein „Konstanzbereich“ auftritt.

Die gewünschte Umformung der Stöße erreicht man besonders einfach durch ein Stromtor. Eine entsprechende Schaltung wurde vom Verfasser bereits 1940 angegeben [3] und in den letzten Jahren weiter ausgebaut. Das Prinzip zeigt Abb. 1. Die Stöße werden vorverstärkt und als positive Impulse



auf das Gitter eines Stromtores gegeben. Durch jeden Stoß wird ein Kondensator  $C_1$  entladen und anschließend über den Widerstand  $R_1$  aufgeladen. In den Anodenkreis des Stromtores legt man ein Meßinstrument und parallel dazu einen großen Elektrolytkondensator  $C_2$ , um aus den einzelnen Stromstößen einen mittleren Strom  $\bar{J}$  durch das Instrument zu erhalten. Durch einen (veränderlichen) Zusatzwiderstand  $R_2$  zum Instrumentenwiderstand  $R_i$  kann die Anzeigetragheit  $(R_2 + R_i)C_2$  auf einen passenden Wert gebracht werden. Die Meßempfindlichkeit läßt sich leicht durch Änderung von  $C_1$  in weiten Grenzen der Strahlungsintensität anpassen.

Bei dieser Meßanordnung beeinträchtigen 3 Faktoren das Erreichen völliger Linearität zwischen Anzeige und Intensität, und zwar

1. das endliche Auflösungsvermögen des Zählrohres,
2. die Brenndauer des Stromtores,
3. die Wiederaufladeträgheit des Stromtor-Anodenkreises.

Die Trägheit des Vorverstärkers ist zu vernachlässigen, wenn seine Zeitkonstanten klein genug sind.

Die 3. Einflußgröße ist rechnerisch leicht zu erlassen. Dieser Einfluß ergibt sich daraus, daß der Kippkondensator  $C_1$  noch nicht völlig wieder aufgeladen ist, wenn auf einen Stoß sehr rasch ein zweiter folgt. Der 2. Stoß bleibt dann kleiner als normal. Die Wahrscheinlichkeit, daß in der Zeit  $t$  nach einer Entladung noch keine zweite stattgefunden hat, sei  $W(t)$ . Die Wahrscheinlichkeit, daß in der Zeit  $dt$  kein Stoß stattfindet, ist  $W(dt) = 1 - n dt$ , wobei  $n$  die mittlere Zahl der Stöße/sec bedeutet. Damit wird (Produkt der Wahrscheinlichkeiten für die Einzelzeiten):

$$W(t + dt) = W(t)(1 - n dt) = W(t) - n W(t) dt.$$

Da aber

$$W(t + dt) = W(t) + W'(t) dt$$

st, erhält man

$$W'(t) = -n W(t) dt \quad \text{und} \quad W(t) = e^{-nt}.$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß im Zeitraum  $t \dots t + dt$  der 2. Stoß stattfindet, wird daher

$$U(t) dt = -W'(t) dt = n e^{-nt} dt.$$

Dabei ist

$$\int_0^\infty U(t) dt = 1.$$

Nun ist die Größe eines Stoßes, der  $t$  sec nach dem vorhergehenden erfolgt

$$q = q_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right]$$

gemäß der inzwischen erfolgten Wiederaufladung des Kondensators  $C$  über den Widerstand  $R$ . Daraus ergibt sich die mittlere Stoßgröße

$$\bar{q} = q_0 \int_0^\infty \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right] n e^{-nt} dt = \frac{q_0}{1 + nRC}$$

oder

$$\frac{\bar{q}}{q_0} = \frac{\bar{J}}{J_0} = \frac{1}{1 + nRC},$$

wobei der mittlere ideale Anodenstrom  $J_0 = nCV$  ist ( $V$  Stoßspannung), somit

$$\frac{\bar{J}}{J_0} = \frac{1}{1 + RJ_0/V} = \frac{V - R\bar{J}}{V}.$$

Dies bedeutet, daß der Einfluß der unvollständigen Kondensatoraufladung auf den mittleren Meßstrom nur vom Kippwiderstand  $R$  abhängt, und zwar so, als wenn der durch den mittleren Meßstrom verursachte Spannungsabfall an diesem Widerstand die Anodenspannung um den OHmschen Betrag verringern würde. Einen entsprechend großen Einfluß haben auch die Widerstände  $R_i$  und  $R_2$ , so daß für die Gesamtkorrektur einfach der Gesamtwiderstand des Stromkreises  $(R_1 + R_2 + R_i)$  einzusetzen ist. Wichtig ist, daß das Ergebnis unabhängig vom Stoßkondensator  $C_1$  wird. Arbeitet man also bei verschiedenen Intensitätsbereichen mit verschiedenen Kondensatoren  $C_1$  und läßt dabei den Kippwiderstand konstant, so bleibt die Korrektur bei gleicher Anzeige (Stromstärke) dieselbe und kann direkt in der Instrumentenskala berücksichtigt werden.

Die 2. Einflußgröße auf die Anzeige ist die Brenndauer des Stromtores. Man wählt zweckmäßig Stromtore mit niederatomiger Edelgasfüllung, z.B. das Rohr 4690 oder EC 50, bei denen besonders bei relativ kleinem Gitterwiderstand die Brenndauer einige Mikrosec nicht überschreiten dürfte.

Entscheidend bleibt somit die 1. Einflußgröße, nämlich das Auflösungsvermögen des Zählrohres, das über der Einsatzspannung bei Dampfzusatz etwa  $10^{-4}$  sec beträgt. Nach jedem Stoß sinkt die Feldstärke am Zählrohr durch die bekannte Raumladungsbildung auf einen Wert, welcher der ungestörten Feldstärke bei oder unterhalb der Einsatzspannung entspricht. Wird jetzt sofort nach dem Abreißen der Entladung durch die Strahlung ein zweites Elektron im Zählrohr ausgelöst, so führt dies zwar zu einer neuen Entladung, aber deren Größe kommt nur einem ungestörten Entladungsstoß bei oder unterhalb der Einsatzspannung gleich. Bei den üblichen Zählrohrfüllungen (z. B. 10 mm Alkohol + 100 mm Argon) ist dieser Stoß so klein, daß er von den üblichen Verstärkern nicht erfaßt wird. Dazu wären im allgemeinen sehr hohe und entsprechend störanfällige Verstärkungen notwendig. Man erhält daher einen starken Ausfall bei hohen Stoßzahlen. Nun hat aber der Verfasser in einer früheren Arbeit [2] gezeigt, daß bei geeigneter Füllung bei Dampfzählrohren unterhalb der Einsatzspannung verhältnismäßig hohe Anzeigen auftreten können. Dies ist besonders bei Verwendung von Methylal  $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$  an Stelle von Alkohol, vor allem bei reiner Dampfzufüllung sowie bei hohen Zusätzen zu Argon, der Fall. Allgemein treten bei Vergrößerung der Fülldrucke (auch des Argondruckes) mit der dadurch bedingten Erhöhung der Einsatzspannung höhere Zählrohranzeigen unter der Einsatzspannung auf. Abb. 2 zeigt die Strom-Spannungs-Charakteristik eines Rohres von 20 mm  $\varnothing$  (Zählrohr 0,1 mm  $\varnothing$ , Länge 40 mm) bei verschiedenen Füllungen mit Methylalzusatz, darunter auch diejenige unseres für Feinstrukturuntersuchungen verwendeten „Interferenzzählrohres“, aufgenommen mit einer geeigneten, für alle Kurven identischen Strahlungsintensität und bei der verhältnismäßig hohen Einsatzspannung von 1500 V. Im Bereich des stärksten Abfalls sinkt z.B. beim Interferenzzählrohr die Zählrohranzeige nur um 1 Zehnerpotenz bei einer Spannungsdifferenz von 70 V (statt 2 bis 4 Zehnerpotenzen bei üblichen Füllverhältnissen und Betriebsspannungen).



Neu und wesentlich ist nun, daß bei solchen Rohren flacher Charakteristik trotz mäßiger Verstärkung Einzelimpulse registriert werden, die *unterhalb* der Einsatzspannung ausgelöst sind. Damit ist der Weg offen für einen Zählrohrbetrieb *über* der Einsatzspannung (Konstanzbereich!) mit stark erhöhtem

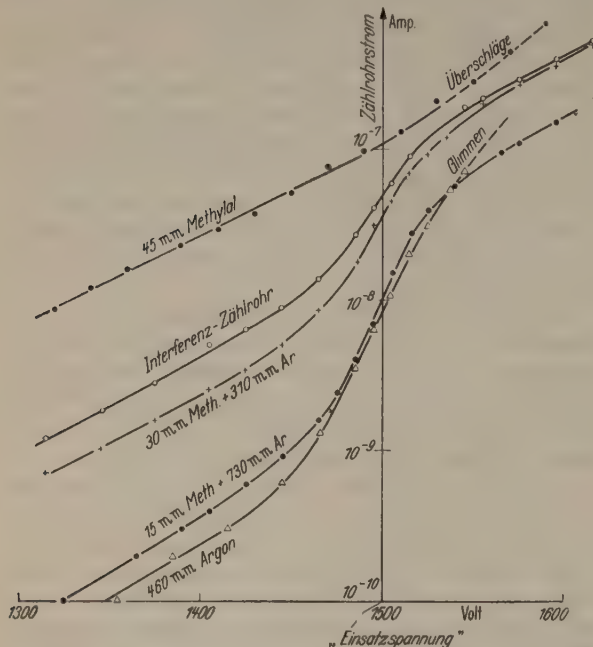


Abb. 2. Strom-Spannungs-Kurven eines Zählrohrs (20 mm  $\varnothing$ ; Draht 0,1 mm  $\varnothing$  und 40 mm lang) mit Methylalzusatz in Abhängigkeit von der Füllung.

Auflösungsvermögen, denn wenn auch bei rascher Stoßfolge die „wirksame“ Zählrohrspannung unter der Einsatzspannung bleibt, werden die entsprechend schwächeren Impulse trotzdem gezählt. Man kann

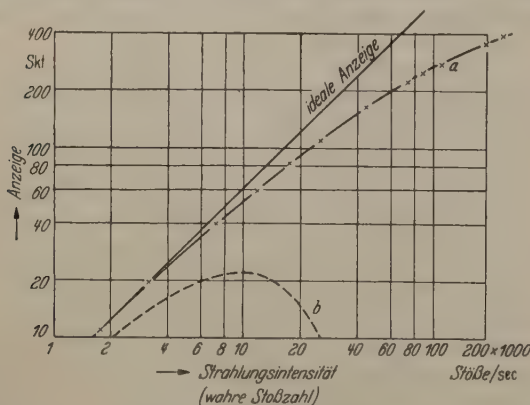


Abb. 3a u. b. a Direktanzeige eines Zählrohrs „flacher“ Charakteristik mit empfindlichem Stromtorverstärker in Abhängigkeit von der Strahlungsintensität; b ——— Anzeige bei Zählrohrreinrichtung normalen Auflösungsvermögens von  $10^{-4}$  sec.

daher mit einer solchen Meßeinrichtung bis zu sehr viel höheren Stoßzahlen messen, als dem normalen Zählrohrauflösungsvermögen entspricht.

Abb. 3 zeigt die Abhängigkeit der Zählrohranzeige von der Stoßzahl beim Interferenzzählrohr bei dreistufiger Verstärkung vor dem Stromtor<sup>1</sup>. Die Strahlungsintensität wurde durch Abstandsänderung eines  $\gamma$ -Strahlers variiert. Bei großer Entfernung wurde die

<sup>1</sup> Gemessen wurde mit dem Zählrohrgerät Uni/A (DBP. a) des Laboratoriums Prof. BERTHOLD.

Stoßzahl mit einem Zählwerk gezählt und die „ideale“ Stoßzahl nach dem quadratischen Abstandsgesetz berechnet. Durch Abschirmung des Rohres mit 2 mm Blei und freie Aufstellung im Raum wurde der störende Einfluß der Streustrahlung hinreichend unterdrückt, wie die vollständige Linearität der Anzeige bei kleinen und mittleren Intensitäten bewies. Die Meßanzeige wurde an einem Milliampereometer abgelesen, dessen Skala bereits, wie oben beschrieben, in bezug auf die Wiederaufladetragheit des Stromtoranodenkreises korrigiert war. Die Nichtlinearität der Anzeige bei hohen Stoßzahlen rührt also nur vom endlichen Zählrohrauflösungsvermögen, der Brenndauer des Stromtores und den Verstärkerzeitkonstanten ab, die in allen Kreisen etwa  $10^{-6}$  sec betragen. Das Rohr arbeitete im Konstanzbereich 50 V über der Einsatzspannung.

Die Abweichung der Anzeige vom idealen Wert beträgt noch bei 5000 Stößen/sec nur 5%. Aber selbst bei 200000 Stößen/sec steigt die Anzeige weiter an, so daß eichbare Messungen bis über 100000 Stöße/sec möglich sind. Gegenüber einer üblichen Meßeinrichtung mit einem Auflösungsvermögen von  $10^{-4}$  sec bedeutet dies eine Erweiterung des Meßbereiches auf etwa das 20fache. Zum Vergleich ist in Abb. 3b eine gestrichelte Kurve eingetragen, die einem Auflösungsvermögen von  $10^{-4}$  sec entspricht.

Würde man bei noch höheren Spannungen, z. B. 100 oder 200 V über der Einsatzspannung arbeiten, so würde sich die Linearität der Anzeige noch verbessern und der Meßbereich zu noch höheren Intensitäten ausgedehnt. Wegen der dabei verringerten „Lebensdauer“ der Dampfzählrohre (s. Abschnitt 4) wird man aber im allgemeinen nicht bei so hohen Spannungen arbeiten.

Messungen der Strahlungsintensität in Direktanzeige sind somit von etwa 5 bis zu 100000 Stößen/sec möglich, wobei die Meßempfindlichkeit durch Umschalten auf verschiedene Kondensatoren  $C_1$  geändert wird. Bei Stoßzahlen unter 5/sec arbeitet man wegen der notwendigen großen Meßzeit (bzw. Anzeigetragheit) besser mit Zählwerk, das direkt in den Stromtoranodenkreis eingeschaltet wird. Die Anzeigetragheit wird der sekundlichen Stoßzahl durch Verändern des Widerstandes  $R_2$  angepaßt.

Wie erwähnt, liegt der Vorteil der Methode gegenüber der Zählrohrstrommessung, bei der mit noch höheren Stoßzahlen gearbeitet werden kann, darin, daß die Anzeige nicht von der Stoßgröße (Zählrohrspannung) abhängt, wodurch die Methode sich zu quantitativen Messungen eignet. Die weitgehende Linearität der Anzeige ermöglicht rasche und genaue Messungen. Dies ist besonders wichtig bei der Ausmessung von Röntgeninterferenzlinien [4], vor allem wenn größere Winkelbereiche mit Linien stark verschiedener Intensität abzutasten sind; jedoch auch auf anderen Gebieten, z. B. dem der Werkstoffprüfung mit Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlen hat sich die Methode in den letzten Jahren sehr bewährt.

#### 4. Lebensdauer der Zählrohre.

Nach Beobachtungen amerikanischer Autoren [5] zerfällt der Dampfzusatz beim Entladungsvorgang, dampfgefüllte Zählrohre haben daher nur eine endliche



Lebensdauer. Es wird angegeben, daß bei Alkoholzusatz der gesamte Dampfinhalt nach etwa  $10^{10}$  Zählrohrstößen verbraucht sein müßte [6]. Da beim Arbeiten mit hohen Stoßzahlen die Lebensdauer von besonderem Interesse ist, wurden entsprechende Versuche durchgeführt. Die Zählrohrdaten waren: Drahtlänge 230 mm, Drahtdurchmesser 0,1 mm, Kathode 15 mm  $\varnothing$ , Füllung 12 mm Methylal + 360 mm Argon, gesamtes Zählrohrvolumen 75 cm<sup>3</sup>, Entladungsvolumen etwa 50 cm<sup>3</sup>. Um die Beobachtungsdauer abzukürzen, wurde mit sehr hoher Stoßzahl gearbeitet, wobei zu beachten ist, daß die mittlere Stoßgröße kleiner als bei geringen Stoßzahlen ist. Der mittlere Zählrohrstrom steigt bei kleinen Stoßzahlen proportional, von einigen 100 Stößen/sec merklich schwächer als proportional zur Strahlungsintensität und nähert sich schließlich einem Grenzwert. Bei diesem Grenzwert, der mit  $2,8 \cdot 10^{-6}$  Amp dem 1500fachen des mittleren Zählrohrstromes bei 1 Stoß/sec entsprach, wurde die Dauerbelastung durchgeführt. Die tatsächliche Stoßzahl lag bei einigen 100000/sec, die Arbeitsspannung 50 V über der Einsatzspannung des Zählrohrs. Unter der Annahme, daß der Dampfverbrauch annähernd proportional dem Zählrohrstrom (nicht der Stoßzahl/sec) ist, wurde auf die Lebensdauer bei kleinen Stoßzahlen umgerechnet.

Der Versuch wurde 70 Std lang durchgeführt. Dabei stieg allmählich die Einsatzspannung des Rohres, die Arbeitsspannung wurde entsprechend laufend nachgestellt. Gleichzeitig sank die Stoßgröße und etwa im gleichen Verhältnis der Grenzwert des Stromes. Die insgesamt durch das Zählrohr geflossene Ladungsmenge betrug etwa 0,5 Coul, oder umgerechnet 0,065 Coul/cm<sup>3</sup>. Die 70stündige Dauerbelastung entspricht einer Gesamtstoßzahl von  $3,8 \cdot 10^8$  Stößen normaler Größe, also z. B. bei 100 Stößen/sec einem Dauerbetrieb von 1000 Std. Bei einigen 1000 Stößen/sec liegt die entsprechende Betriebsdauer wesentlich höher, als man aus der Stoßzahl/sec umrechnen würde, und nähert sich bei Intensitäten von einigen 10000 Stößen/sec der Versuchsdauer von 70 Std.

Abb. 4 zeigt die Zählrohrcharakteristik vor und nach dem Dauerversuch. Die Einsatzspannung ist um 75 V gestiegen, der Konstanzbereich ist merklich schlechter geworden, so daß eine Neufüllung nach einer solchen Belastung zu empfehlen wäre. Allerdings ist bei der Arbeitsspannung von 50 V über der Einsatzspannung die registrierte Stoßzahl nur mäßig angestiegen, außerdem arbeitete das Rohr noch durchaus sicher und reproduzierbar, so daß es unter Umständen noch länger Verwendung finden könnte. Übrigens schreitet der Zerfall nach längerer Betriebsdauer langsamer fort, weil die Stoßgröße mit dem Zerfall geringer wird. Immerhin dürfte die praktische Lebensdauer ihre äußerste Grenze bei  $10^9$  Stößen normaler Größe für ein solches Rohr haben.

Ein Zählrohr gleicher Art mit Alkoholzusatz statt Methylalzusatz zeigte nach gleicher Belastung ähnliche Veränderungen.

Ein weiterer Dauerversuch wurde mit einem nur unter der Einsatzspannung betriebenen Rohr (Drahtlänge 30 mm,  $\varnothing$  1 mm, Kathode 10 mm  $\varnothing$ , Gasraum 9 cm<sup>3</sup>) mit reiner Methylalfüllung von 32 mm durchgeführt. Der Zählrohrstrom betrug  $1 \cdot 10^{-6}$  Amp,

die Belastungsdauer 40,5 Std, die Strommenge also 0,016 Coul/cm<sup>3</sup>. Dies entspricht bei einem Betriebsstrom von beispielsweise  $10^{-8}$  Amp, bei dem man noch bequem mit einem einstufigen Verstärker arbeiten kann, und einem Zählrohrvolumen von 22 cm<sup>3</sup> einer Belastungsdauer von 10000 Std. Nach diesem Dauerbetrieb war die für gleiche Zählrohrströme erforderliche Arbeitsspannung um 240 V gestiegen. Dagegen war die Zählrohrcharakteristik, die sich unter der Einsatzspannung nur in der Steilheit der Strom-Spannungskennlinie ausdrückt, praktisch unverändert (vor und nach dem Versuch betrug die für eine Stromverdoppelung notwendige Spannungserhöhung etwa 40 V). Wenn also ein genügender Spannungsbereich zur Verfügung steht, können solche Rohre sehr lange betrieben werden.

Die Lebensdauer bei über der Einsatzspannung arbeitenden Rohren kann erhöht werden durch Vergrößerung des gesamten Gasvolumens relativ zum

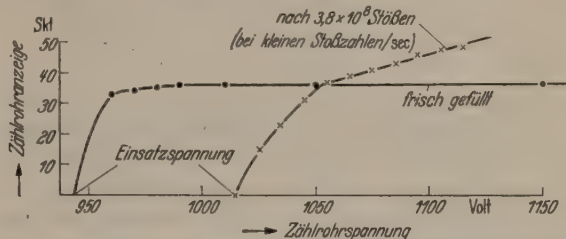


Abb. 4. Änderung der Charakteristik eines Rohres mit Methylalzusatz durch lange Belastung.

aktiven Volumen, in dem die Gasentladungen stattfinden, ferner durch Maßnahmen zum Herabsetzen der Stoßgröße des Einzelimpulses (z. B. größerer Kathodendurchmesser, kleinerer Drahtdurchmesser und dergleichen). Die damit praktisch erreichbare Grenze der Lebensdauer dürfte zwischen  $10^9$  und  $10^{10}$  Stößen normaler Größe liegen.

#### Zusammenfassung.

Die Zählrohrmessung starker Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlungen, z. B. bei Werkstückdurchstrahlungen oder bei Röntgen-Feinstrukturmessungen, verlangt ein quantitativ anzeigendes Meßgerät für relativ hohe Intensitäten, wobei der Meßwert direkt, etwa durch Zeigerausschlag, angegeben werden muß. Die bisherigen Zählrohrmeßmethoden sind dafür nicht oder nur bedingt geeignet. In dieser Arbeit werden die Grenzen der bisherigen Verfahren diskutiert und eine neue Methode angegeben, die in direkter Anzeige auch bei sehr hohen Zählrohrstoßzahlen quantitative Intensitätsmessungen ermöglicht. Im Zusammenhang damit werden Versuche über die Bestimmung der Lebensdauer von Dampfzählrohren beschrieben.

**Literatur.** [1] WYNN-WILLIAMS, C. E.: Proc. roy. Soc., Lond. A 136, 312 (1932). — [2] TROST, A.: Z. Physik 117, 257 (1941). — [3] TROST, A.: Habil.schr. Berlin 1940. — [4] LINDEMANN, R., u. A. TROST: Z. Physik 115, 456 (1941). — [5] SEATZ, W. D. B.: Phys. Rev. 64, 236 (1943). — [6] SERGE, A., u. M. A. KORFF: Elektron and Nuclear Counters. New York: Van Nostrand 1946.

Dr. Ing. habil. A. TROST,  
Wildbad im Schwarzwald, Calmbacherstr. 22.



## Die annähernd verlustlose Messung von Gleichspannungen durch Umformen in Wechselspannungen.

Von HANS HEINRICH RUST, Hamburg.

Mit 6 Textabbildungen.

(Eingegangen am 15. Februar 1950.)

RUST und ENDESFELDER [1] haben ein Verfahren angegeben, um Gleichspannungen unter  $10^{-6}$  V technisch messen zu können, wobei besonders wichtig ist, daß die zu messende Spannung zeitlich schnell veränderlich sein kann und praktisch keine Einstellzeit am Meßinstrument vorhanden ist. Hierbei wird die zu messende Gleichspannung einem Kohlemikrophon als Speisespannung zugeführt und durch Beschallung

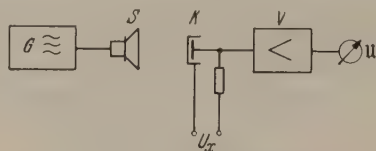


Abb. 1. Anordnung der Meßeinrichtung.

des Mikrophons mit konstanter Frequenz und Amplitude in Wechselspannung umgeformt. Die so erzeugte Wechselspannung wird mittels Röhrenverstärkers verstärkt, wobei der Verstärkungsgrad bei Selektion infolge der hierbei begrenzten Schwankungsenergie sehr hoch getrieben werden kann.

Dieses Verfahren ist jedoch nur dann anwendbar, wenn die zu messende Stromquelle einen verhältnismäßig kleinen Widerstand besitzt, da der Meßgerätwiderstand (dynamischer Widerstand des Kohlemikrophons + äußerer Nutzwiderstand) nur bei etwa  $10^2$  bis  $10^3 \Omega$  liegt.

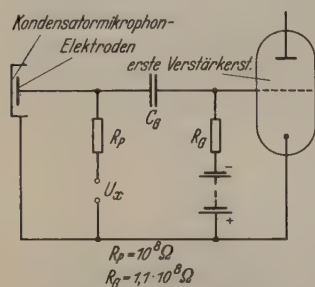


Abb. 2. Schaltung des Kondensatormikrophons für die Spannungsmessung.

des Kohlemikrophons bietet. Der kapazitive Wandler weist demgegenüber den großen Vorteil eines außerordentlich hohen Eingangswiderstandes für die zu messende Spannung auf, wodurch annähernd verlustlose Messung möglich ist.

DORSMAN [3] hat ein Verfahren der Wandlung von Gleichspannung in Wechselspannung für  $p_H$ -Bestimmungen angegeben, wobei eine Kapazität verwendet wird, deren eine Belegung elektro-dynamisch bewegt wird und so Kapazitätsänderungen zustande kommen. Die dieser Kapazität zugeführte Gleichspannung wird in Wechselspannung umgewandelt und einem selektiven Verstärker zugeführt. VAN HENGEL und OOSTERKAMP [4] haben diese „dynamisches Elektrometer“ genannte Anordnung durch Gegenkopplung verbessert. Man kann mit einfachen, meist im Laboratorium vorhandenen Mitteln eine solche vielseitig anwendbare Meßeinrichtung (besonders zur Messung elektrischer Spannungen biologischer Objekte) durch

Verwendung eines gewöhnlichen Kondensatormikrophons [5], das mit irgendeinem Schallgeber beschallt wird, darstellen.

Das untersuchte Verfahren geht aus dem Prinzipschema Abb.1 hervor. Der Schallgeber  $S$  (dynamischer Lautsprecher mit 10 cm Kolbendurchmesser) wird von dem Generator  $G$  gespeist und beschallt das Kondensatormikrophon  $K$ . Das Mikrophon ist an den Eingang des Verstärkers  $V$  angeschlossen.

Abb.2 zeigt die Schaltung des Kondensatormikrophons mit erster Röhre. An die beiden Kondensatorelektroden wird über den Polarisierungswiderstand  $R_p = 10^3 \Omega$  die zu messende unbekannte Gleichspannung  $U_x$  angeschlossen. Diese Spannung dient der elektrischen Polarisierung, ohne die ein Kondensatormikrophon in der WENTESchen Niederfrequenzschaltung [5] nicht arbeitet<sup>1</sup>. Wird für Konstanz der Beschallungsfrequenz und -amplitude gesorgt, so kann mittels am Verstärkerausgang (Abb.1) angeschlossenen Wechselstromvoltmeters exakt die Polarisierungsspannung  $U_x$  ermittelt werden. Die Untersuchung wurde mit einem aperiodischen Verstärker durchgeführt. Als Betriebsfrequenz wurde diejenige gewählt, bei der das System: Schallgeber—Mikrophon—Verstärker bei konstanter Schalleistung an der Tauchspule die kleinste Dämpfung aufwies. Wie aus der Kurve Abb.3 hervorgeht, liegt diese Frequenz bei 2 kHz. Die Diagramme Abb.4 und 5 zeigen die Verstärkerausgangsspannung als Funktion der Polarisierungsspannung, und zwar Abb.4 bei kleineren Spannungen  $U_x$  und größerer Schalleistung und Abb.5 bei größeren Spannungen  $U_x$  und kleinerer Schalleistung. Bei den höheren Spannungen  $U_x$  mußte eine kleinere Schalleistung gewählt werden, weil bei derjenigen Leistung, mit der die kleinen Spannungen gemessen werden, bereits bei einigen Volt Polarisierungsspannung Übersteuerung der ersten Verstärkerstufe eintrat. Dieser Sachverhalt liegt bei der Messung gemäß Abb.4 bei  $U_x = +4$  V (im Diagramm nicht ersichtlich) vor und ist bei Abb.5 bei  $U_x = 20$  V deutlich zu erkennen. Zwecks Erzielung der größtmöglichen Übersetzung zwischen der zu messenden Gleichspannung  $U_x$  und der Verstärkerausgangsspannung  $U$  ist es erforderlich, die Amplitude der beweglichen Elektrode des Mikrophons bis zum maximal möglichen Wert zu treiben. Dies wurde bei einer Tauchspulen-Eingangsschalleistung am Schallgeber von 0,52 W gut erreicht, wie die Kurven Abb.6 zeigen. Bereits bei Leistungen  $> 0,4$  W erfolgt bei zunehmender Polarisierungsspannung praktisch kein Anwachsen der Verstärkerausgangsspannung mehr.

Bei Kurzschluß der  $U_x$ -Klemmen, also ohne äußere Polarisierung des Mikrophons, ist noch eine Übertragung der Beschallungsfrequenz vorhanden, und zwar,

<sup>1</sup> Im Gegensatz zu der RIEGGERschen Methode [6], bei der ein unpolarisiertes Kondensatormikrophon als Betriebskapazität in einem hochfrequenten Schwingkreis liegt und bei Beschallung des Mikrophons Frequenz- oder Phasenmodulation hervorgerufen wird.



wie dem Diagramm Abb.4 zu entnehmen, mit einer Ausgangsspannung von 12,6 V. Dieser Spannung entspricht, wie man der mit „Nullpegel“ bezeichneten Stelle entnimmt, eine Polarisierung von  $-0,4\text{ V}$  (sie wird durch  $+0,4\text{ V}$  kompensiert). Diese Polarisierungsspannung wird durch den *Volta*-Effekt zwischen den

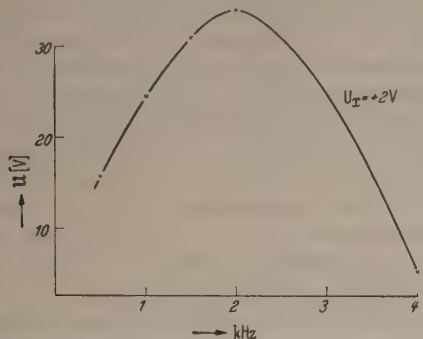


Abb. 3. Verstärker-Ausgangsspannung als Funktion der Beschallungsfrequenz bei konstanter Eingangsleistung am Schallgeber.

Elektroden des Kondensatormikrophons hervorgerufen. Da es sich hierbei um eine „innere“ negative Polarisierungsspannung handelt, könnte man auf die Vermutung kommen, daß über die Ableitung des Gitterkondensators  $C_G$  (Abb. 2) eine Polarisierung durch die Gittervorspannung der ersten Röhre infolge des aus Gitterwiderstand  $R_G$ , der Ableitung des Gitterkondensators und dem Polarisierungswiderstand  $R_P$  bestehenden Spannungsteilers zustande kommen könnte. Wird

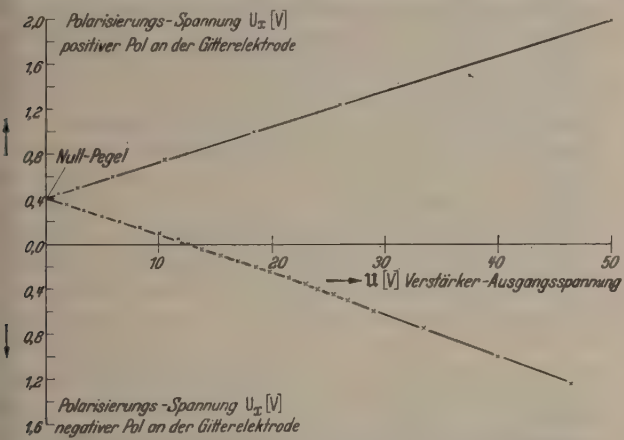


Abb. 4. Verstärker-Ausgangsspannung als Funktion kleiner Polarisierungsspannungen bei einer Beschallungsfrequenz 2 kHz und einer Schallgeberleistung von 0,52 W an der Tauchspule.

jedoch das Kondensatormikrophon umgepolt, so ändert sich das Vorzeichen der inneren Polarisierungsspannung. Dieser Sachverhalt bestätigt eindeutig, daß es sich um eine *Voltaspannung* handelt. Auf diese Weise läßt sich schön der *Volta*effekt zeigen und für unterschiedliche Werkstoffe quantitativ verfolgen.

Wie aus Abb.4 hervorgeht, ist die beschriebene Methode zur Messung bereits recht niedriger Gleichspannungen geeignet. Es kann noch  $10^{-2}\text{ V}$  gemessen werden und, falls ein selektiver Verstärker kleiner Bandbreite zur Anwendung gelangt, erheblich darunter. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt nicht so sehr in der Kleinheit der noch nachweisbaren Gleichspannung begründet, sondern einmal in der Tatsache, daß sich ändernde Gleichspannungen (Pulsationen) meßtechnisch erfaßt werden können, sofern sich am Ausgang des Verstärkers ein sich entsprechend schnell

einstellendes Meßinstrument befindet. Zum anderen weist die beschriebene Methode den Vorteil auf, daß praktisch leistungslos gemessen werden kann.

Für die Beurteilung der Meßleistung (Verlustleistung) sind die infolge der Schallwechseldruckamplitude hervorgerufene Kapazitätsänderung  $\Delta C$ ,

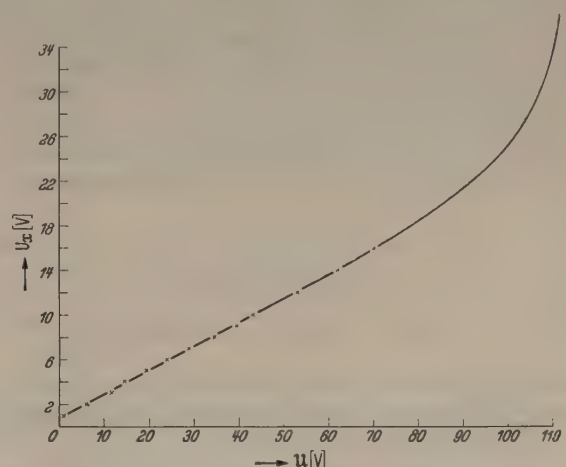


Abb. 5. Verstärker-Ausgangsspannung als Funktion höherer Polarisierungsspannungen bei einer Beschallungsfrequenz 2 kHz und einer Schallgeberleistung von 0,005 W an der Tauchspule.

sowie der Widerstand  $R_P$  und der innere Widerstand der Stromquelle maßgebend. Die Kapazitätsänderung bewirkt einen Verschiebungsstrom, der mit dem identisch ist, der sich beim Anlegen einer Wechselspannung

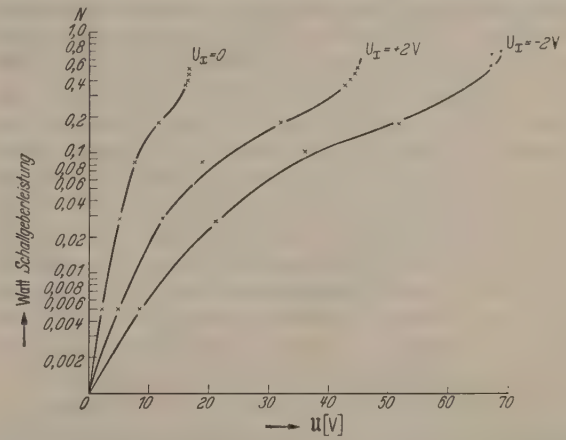


Abb. 6. Verstärker-Ausgangsspannung als Funktion der Schallgeberleistung an der Tauchspule bei der Polarisierung  $U_x = \pm 2\text{ V}$  und 0 V bei kurzgeschlossenen Eingangsklemmen.

mit dem Scheitelwert  $U_x$  an einer Kapazität  $\Delta C$  ausbilden würde. Betragen z.B. bei gegebenem Wechseldruck die Kapazitätsänderung etwa  $10^{-11}\text{ F}$ , die Summe von äußerem Widerstand  $R_P$  und innerem  $R_i$  der Quelle etwa  $10^{10}\ \Omega$  und die Betriebsfrequenz  $2 \cdot 10^3\text{ Hz}$ , so ergibt sich eine Meßleistung

$$N_M = \frac{U_x^2}{\sqrt{\left(\frac{1}{\omega \Delta C}\right)^2 + (R_P + R_i)^2}} \approx 10^{-10}\text{ W} \quad (1)$$

$\omega = \text{Kreisfrequenz.}$

Bei diesem Beispiel wurde der innere Widerstand der Quelle besonders niedrig mit  $10^2\ \Omega$  angenommen. In der technischen Praxis liegen meist höhere Widerstände vor, wodurch die Meßleistung entsprechend



kleiner wird. Wie sich aus der Abschätzung (1) ergibt, kann der komplexe Widerstand gegenüber dem äußeren OHMSchen Widerstand vernachlässigt werden. Für Messungen, bei denen ein besonders hoher Eingangswiderstand erforderlich ist, kann  $R_P$  um eine Größenordnung oder mehr vergrößert und damit die Meßleistung entsprechend herabgesetzt werden. Die Diagramme Abb. 4 und 5 zeigen, daß Polarisierungsspannung und Verstärkerausgangsspannung linear zusammenhängen, wie dies auch nach der von LICHTER und NARATH [7] angegebenen Beziehung der Fall sein muß. Hiernach beträgt allgemein die von einem kapazitiven Mikrophon abgegebene Wechselspannung

$$U = R_P \frac{\Delta C}{C \sqrt{\left(\frac{1}{\omega C}\right)^2 + R_P^2}} \cdot U_x \text{ [V]} \quad (2)$$

$C$  = statische Kapazität des Mikrophons.

Da bei der Meßeinrichtung Frequenz, Amplitude und äußerer Widerstand konstant sind, ist auch der Faktor von  $U_x$  in (2) konstant, so daß

$$U \sim U_x$$

sein muß. Falls die beschriebene Meßeinrichtung, die für das Laboratorium gut verwendbar ist, in technisch brauchbarer, handlicher Form zusammengestellt werden soll, kann die von DORSMAN [3] angegebene Methode angewendet werden; man kann auch mit Vorteil so verfahren, daß man einen Resonanzschallgeber verwendet, der eine hohe Frequenzkonstanz besitzt, wie z. B. eine über eine Röhre rückgekoppelte Stimmgabel aus Stahl mit niedriger innerer Reibung und kleinem Temperaturkoeffizienten der linearen Ausdehnung und des Elastizitätsmoduls. Derartige Stähle (Invar Indilatans) sind Eisen-Nickel-Legierungen mit etwa 36% Nickelgehalt [8], der lineare Ausdehnungskoeffizient beträgt etwa  $10^{-6}$  bei Zimmertemperatur. MASUMOTO [9] fand bei Zusatz von Kobalt als dritten Legierungspartner einen Stahl (Super-Invar) mit einem Ausdehnungskoeffizienten  $< 10^{-7}$  zwischen 0 und 60° C. Mit aus derartigen Legierungen aufgebauten Stimmgabeln läßt sich eine Frequenzkonstanz von  $\pm 4 \cdot 10^{-7}$  erzielen [10]. Stimmgabeln lassen sich bis etwa  $10^4$  Hz herstellen. Für den Fall, daß Gleichspannungen, deren Pulsationsfrequenz zwischen Null und höheren Werten als  $10^4$  Hz liegt, gemessen werden sollen, verlegt man die Betriebsfrequenz in das Ultraschallgebiet. Hierbei bedient man sich zweckmäßigerweise eines magnetostriktiven Ultraschallgebers, der ebenfalls aus einer Legierung mit kleinem Temperaturkoeffizienten hergestellt sein kann<sup>1</sup>. Die Verlegung der Betriebsfrequenz in das Ultraschallgebiet hat gleichzeitig den Vorteil, daß kein Hörschall störend in Erscheinung tritt und daß die Selektionsmittel für den Verstärker einfacher darstellbar sind.

<sup>1</sup> Invar aus etwa 64% Eisen und 36% Nickel hat einen beträchtlichen magnetostriktiven Effekt [11] mit

$$\frac{\Delta l}{l} = + 2 \cdot 10^{-5} \quad \text{bei etwa } 70 \text{ Gauß}$$

äußerem Magnetfeld; Super-Invar ist meines Wissens in dieser Hinsicht noch nicht untersucht.

Die Anwendung von Resonanzschallgebern mit hoher Frequenzkonstanz bietet den Vorteil, daß die Selektion des Verstärkers sehr weit getrieben werden kann; hierdurch ergibt sich eine kleine Frequenzbandbreite und damit niedrige Rauschspannung.

Die Frequenzkonstanz der Selektionsmittel des Verstärkers kann erforderlichenfalls mittels Regelschaltung zur selbsttätigen Abstimmung oder durch Filterquarze, die bei Verwendung niederer Ultraschallfrequenz als  $y$ -Schwinger [12] ausgebildet sein können, erreicht werden. Zwecks Erzielung großer Kapazitätsänderungen erscheint es vorteilhaft, sich der in der Technik soeben eingeführten Titanate mit extrem hoher Dielektrizitätskonstante [13] (Barium- und Strontium-Titanate mit  $\epsilon_r > 1000$ ) zu bedienen. Auf diese Weise würde es gelingen, im Tonfrequenzgebiet mittels der Longitudinalschwingungen eines Stimmgabelstiels oder im Ultraschallgebiet mittels derjenigen eines magnetostriktiv erregten Stabschwingers in Verbindung mit einer beiderseitig metallisierten Titanatplatte, große Kapazitätsänderungen trotz der bei sehr frequenzkonstanten Gebern erforderlichen kleinen Amplitude [14] zu erreichen.

#### Zusammenfassung.

Es wird ein Verfahren zur Messung von Gleichspannungen beschrieben, bei dem die zu messende Spannung zur elektrischen Polarisierung eines Kondensatormikrophons dient. Wird das Mikrophon mit konstanter Frequenz und Amplitude beschallt, so entsteht eine der Polarisierungsspannung proportionale Wechselspannung. Die auf diese Weise in Wechselspannung umgeformte Gleichspannung wird dem Eingang eines Röhrenverstärkers zugeführt und am Ausgang desselben gemessen. Das Verfahren weist die verschiedenen Vorteile des von RUST und ENDESFELDER [1] angegebenen Verfahrens, das sich eines Kohlemikrophons als akustisch-elektrischen Wandler bedient, auf, ohne jedoch die hohe Spannungsempfindlichkeit zu besitzen. Dafür bietet es den Vorzug eines sehr hohen Eingangswiderstandes, so daß praktisch verlustlos gemessen werden kann. Die kleinste meßbare Spannung liegt bei Verwendung eines aperiodischen Verstärkers bei  $10^{-2}$  V; bei Benutzung eines selektiven Verstärkers ist eine erhebliche Steigerung der Spannungsempfindlichkeit möglich. Besonders hervorzuheben ist, daß sehr kleine Einstellzeiten realisiert werden können, falls dafür gesorgt wird, daß das Voltmeter am Ausgang des Verstärkers genügend trägheitsfrei arbeitet, wie z. B. eine Kathodenstrahlröhre. Weiter ist von Vorteil, daß pulsierende Gleichspannungen, deren Pulsationsfrequenz sich beliebig zwischen Null und einem Wert, der unterhalb der Betriebsfrequenz der Meßeinrichtung liegt, ändern kann, erfaßt werden können. Es wird erörtert, welche physikalischen Forderungen an ein technisch brauchbares Meßgerät, das nach der beschriebenen Methode arbeitet, zu stellen sind. Entweder kann der von DORSMAN [3] gezeigte Weg beschritten werden (elektrodynamisch bewegte Elektrode), oder es werden vorteilhafterweise Resonanzschallgeber (Stimmgabel bis  $10^4$  Hz, darüber magnetostriktiv schwingender Stab aus besonderen Legierungen, die infolge kleiner innerer Reibung und eines kleinen Temperaturkoeffizienten der linearen Ausdehnung, sowie des Elastizitätsmoduls



hohe Frequenzkonstanz gewährleisten, verwendet in Verbindung mit einem Kondensator, dessen Dielektrikum aus einem Titanat mit einer Dielektrizitätskonstante von etwa 1000 besteht. Die Selektion des Verstärkers kann dann sehr weit getrieben werden. Erforderlichenfalls können Mittel vorgesehen werden, um den schmalen Durchlaßbereich zu fixieren.

**Literatur.** [1] RUST, H. H., u. H. ENDESFELDER: Z. angew. Phys. 2, 39 (1950). — [2] HOLM, R.: Die technische Physik der elektrischen Kontakte. Berlin 1941. — [3] DORSMAN, C.: Philips techn. Rdsch. 7, 24 (1942). — [4] VAN HEN-

GEL, J., u. W. J. OOSTERKAMP: Philips techn. Rdsch. 10, 339 (1949). — [5] WENTE, E. C.: Phys. Rev. 10, 39 (1917). — [6] TRENDLENBURG, F.: Wiss. Veröff. Siemens-Werke 3/2, 43 (1924); 5/2, 120 (1926). — [7] LICHTÉ, H., u. A. NARATH: Physik und Technik des Tonfilms. Leipzig 1941. — [8] GUILLEAUME: Rev. gén. Sci. 14, 705 (1903). — [9] MASUMOTO, H.: Sci. Rep. Tôhoku Univ. 23, 265 (1934). — [10] RUST, H. H.: Diss. Univ. Leipzig 1932. — [11] SCHULZE, A.: Z. Physik 50, 448 (1928). — [12] SCHEIBE, A.: Piezoelektrizität des Quarzes. Leipzig 1938. — [13] SACHSE, H.: Z. angew. Phys. 1, 473 (1949). — [14] BIEDERMANN, F. W.: Diss. Univ. Leipzig 1930.

Dr. HANS HEINRICH RUST,  
Hamburg 39, Andreasstr. 33.

## Über die Erzeugung von Ultraschall durch Elektrostriktion.

Von HANS HEINRICH RUST, Hamburg.

(Eingegangen am 12. Mai 1949.)

In einer kürzlich erschienenen Arbeit hat FALKENHAGEN [1] Anordnungen zur Ultraschallerzeugung durch Elektrostriktion angegeben. Es ist vielleicht von Interesse, daß LANGEVIN [2] vor fast 30 Jahren ähnliche Untersuchungen durchgeführt hat, wobei er allerdings von der Betrachtung ausgeht, daß es sich bei seinem kapazitiven Schallgeber um die Wirkung rein elektrostatischer Anziehungskräfte handelt, die elastische Deformationen des zwischen den Kondensatorbelegungen befindlichen Dielektrikums hervorrufen. Unter diesem Blickwinkel betrachtet, ergeben sich die gleichen Verhältnisse, wie sie FALKENHAGEN anführt. Ohne elektrische Polarisierung des Kondensators, also ohne statische Vorspannung, ergibt sich beim Anlegen einer Wechselspannung Frequenzverdoppelung, während beim Vorhandensein einer statischen Vorspannung in gewissen Grenzen konforme Umwandlung in elastische Schwingungen zustande kommt. Auch in quantitativer Hinsicht treffen die Mitteilungen von FALKENHAGEN auf die rein elektrostatischen Effekte zu, die elastische Deformation des Dielektrikums wächst mit dem Quadrat der Feldstärke.

LANGEVIN [2] hat sog. Dreischichtenträger, Triplets, bestehend aus einem Dielektrikum zwischen 2 Metallplatten, auf diese Weise als Ultraschallgeber benutzt. Die maximal erzielbare Ultraschalleistung hat sehr bald, wegen der erforderlichen hohen elektrischen Spannung, eine Grenze, nämlich dann, wenn die Überschlagespannung zwischen den Metallplatten erreicht ist. Diese Leistung steht in keinem Verhältnis zu den maximal erreichbaren bei piezoelektrischen Schallgebern, wie Quarz oder Turmalin.

Zu den experimentellen Anordnungen von FALKENHAGEN möchte ich noch folgendes bemerken:

Bei der Einrichtung gemäß seiner Abb. 2, der einem Mehrplattenkondensator ähnlichen Anordnung aus Drähten, könnte man einen echten elektrostriktiven Effekt, und nur einen solchen, zwischen den einzelnen Drähten erwarten, da zwischen den Drähten, innerhalb der Mehrplatten-Kondensator-Anordnung, keine elektrostatisch hervorgerufenen Deformationen des Mediums entstehen können. Diese können aber sehr wohl durch die Randdrähte, und zwar durch alle 4 Seiten, erzeugt werden. Es wäre also interessant, zwecks

Trennung beider Arten der elektroakustischen Wandlung, einmal die Mehrplatten-Kondensator-Anordnung und dann eine Anordnung, die nur aus den umrandenden Drähten besteht, zu untersuchen. Die Wirkung dieser Anordnung ist offenbar so zu verstehen, daß eine Flüssigkeitslamelle deformiert wird und Schallwellen normal zu ihrer Fläche emittiert werden. Die Glasplatte dient dabei wohl als Träger der Drahtanordnung und möglicherweise als Reflektor, falls sie eine Dicke von  $\lambda/4$  für die erzeugte Frequenz aufweist. Der in der Arbeit angeführte Metallreflektor weist allerdings keine Analogie zu dem Glasreflektor auf und seine Wirkungsweise ist nicht recht zu erkennen. Dagegen entspricht die Anordnung gemäß Abb. 3 derjenigen von LANGEVIN und hier ist der Wirkungsmechanismus ohne weiteres zu übersehen, ohne daß allerdings eindeutige Aussagen darüber gemacht werden können, ob bei der elektroakustischen Wandlung allein elektrostatische Kräfte oder der Effekt der Elektrostriktion zusätzlich eine Rolle spielen. Daß der Abstand der Platte gleich  $\lambda/2$  der erzeugten Frequenz ist, ist ohne weiteres klar, da an Stellen im Abstand von  $\lambda/2$  die maximalen Bewegungsamplituden liegen. Bei dem beschriebenen Experiment ist nicht klar, warum zwischen Ultraschallgeber und -empfänger sich elektrostriktive Flüssigkeit befindet, da offenbar keine Mittel vorgesehen sind, um diese Flüssigkeit auf der Strecke, die mit  $D$  bezeichnet ist, also zwischen Geber und Empfänger, periodisch elektrisch zu polarisieren. Der beschriebene Effekt, daß bei Änderung von  $D$  um  $\lambda/2$  mehr oder weniger Energie vom Empfänger aufgenommen wird, ist der allgemein bekannte Effekt der Ultraschallinterferometrie, der Ermittlung von Wellenlänge und Absorption interessierender Substanzen. Die gefundenen Erscheinungsformen legt FALKENHAGEN offenbar dahingehend aus, daß es sich um spezifische Effekte bei der elektroakustischen Wandlung mittels Elektrostriktion handelt, da er annimmt, daß mehr oder weniger elektrische Energie im Schallschwinger umgewandelt wird als Funktion von  $D$ . Tatsächlich findet aber nur mit Änderung von  $D$  eine periodische Dämpfung statt, die durch die gekoppelte Mediumssäule hervorgerufen wird. Es handelt sich also um Interferenzerscheinungen. FALKENHAGEN führt an, daß die elektrostriktiven Effekte bei Xylolen und Toluol gut seien



dagegen mäßiger bei Benzol und nicht nennenswert bei Tetrachlorkohlenstoff. Diese letztere Tatsache wird mit der großen Symmetrie des Moleküls  $\text{CCl}_4$  erklärt. Wenn diese Betrachtung zutrifft, müßte ein deutlicher Unterschied zwischen der Ortho- und Metastellung der Methylgruppen beim Xylol zu finden sein, da die Orthostellung ein um 44% größeres Dipolmoment gegenüber der Metastellung aufweist. Es wäre nun sehr aufschlußreich gewesen, wenn die Parastellung, die momentlos ist, untersucht worden wäre. Die gefundenen Resultate ließen sich aber auch zwanglos durch die unterschiedliche Schallabsorption erklären. Die isomeren Xylole und Toluol weisen eine verhältnismäßig kleine Absorption auf, nämlich m-Xylol:  $\alpha/\nu^2 \cdot 10^{17} = 58 \text{ s}^2 \text{ cm}^{-1}$  ( $\alpha$  = Absorptionskoeffizient,  $\nu$  = Frequenz), o-Xylol = 28, Toluol = 51, während Benzol = 183 und Tetrachlorkohlenstoff = 210, sämtlich bei 3 MHz gemessen.

Bei Tetrachlorkohlenstoff könnte die Absorption der vom Geber abgestrahlten, vermutlich sehr kleinen

Schalleistung über die Strecke  $D$  so groß gewesen sein, daß der Empfänger keine nennenswerte Energie nachwies.

Es wäre interessant, die bei den FALKENHAGENschen Versuchen erzielten Leistungen zu erfahren; bei den Untersuchungen sind wohl sicher derartige Messungen, die von ganz besonderer Wichtigkeit hinsichtlich der Ultraschallerzeugung sind, durchgeführt worden.

#### Zusammenfassung.

Es wird die FALKENHAGENSche Methode der Ultraschallerzeugung durch Elektrostriktion diskutiert und mit Versuchen von LANGEVIN verglichen.

**Literatur.** [1] FALKENHAGEN: Z. angew. Phys. **1**, 304 (1949). — [2] LANGEVIN, M. P.: Franz. Pat. 502913 (1918).

Dr. HANS HEINRICH RUST,  
Hamburg 39, Andreasstr. 33.

## Die Ausbreitung sehr kurzer elektrischer Wellen.

Von ARTUR GRÜN, Konstanz.

Mit 15 Textabbildungen.

(Eingegangen am 22. Januar 1950.)

### Einleitung.

Das Problem der Ausbreitung elektrischer Wellen besteht zunächst darin, die beobachteten Erscheinungen auf die Teilprobleme der Reflexion, Absorption, Brechung und Beugung zurückzuführen. Man wird versuchen, mit Hilfe dieser nun mehr oder weniger bekannten physikalischen Gegebenheiten das elektrische Feld in der näheren und weiteren Umgebung eines Senders mehr oder weniger genau zu berechnen. Während das im Gebiet der langen Wellen recht gut gelungen ist, wie es z. B. ZINKE [1] gezeigt hat, machen die Verhältnisse im Mittel- und Kurzwellenbereich eine Vorausberechnung schwierig, weil die hier stark wechselnden Reflexions- und Absorptionseigenschaften der Ionosphäre und die unkontrollierbaren Interferenzen der auf verschiedenen Wegen zum Empfänger gelangenden Strahlen Anlaß zu starken Feldstärkeschwankungen geben.

Solche Schwankungen werden auch im Gebiet der quasi-optischen Wellen beobachtet, lassen sich jedoch hier im wesentlichen auf verhältnismäßig regelmäßige Wetterschwankungen zurückführen. Das Ziel der folgenden Ausführungen ist, einen Überblick über die Rechenverfahren zur Auswertung der gesicherten Erkenntnisse der UKW-Ausbreitung zu geben. Ausgehend von groben Näherungen soll gezeigt werden, wie man unter Anwendung immer genauerer Betrachtungen sowohl den Interferenz- als auch den Beugungsbereich unter Einschluß der veränderlichen Brechung mit handlichen Formeln bei ausreichender Genauigkeit beherrschen kann. Da die erwähnten Wetterschwankungen ein gewisses Maß selten überschreiten, ergibt sich insbesondere die Möglichkeit, bei geeigneter Wahl der technischen Voraussetzungen, wie Entfernung, Wellenlänge und Aufstellungshöhe die

Schwunderscheinungen im Dezimetergebiet zu vermeiden bzw. die Feldstärkeschwankungen auf eine bestimmte Größe zu beschränken.

### 1. Das Interferenzfeld

#### über einer vollkommen reflektierenden Erde.

Die elektrischen Wellen unterhalb einer Grenzwellenlänge von etwa 5 m werden bekanntlich von der Ionosphäre nicht mehr zur Erde zurückgebrochen, da für diese kurzen Wellen die frequenzabhängige Brechkraft der Ionosphäre zu klein geworden ist. Im Bereich dieser quasi-optischen Wellen interessieren daher für die Zwecke der Nachrichtenübermittlung nur die Verhältnisse in der Troposphäre innerhalb der sog. optischen Sicht oder wenig darüber hinaus. Benutzt man zur Verbesserung der Verbindung Richtantennen, so kann man die Wirksamkeit solcher Bündelungsvorrichtungen am einfachsten mit Hilfe des Begriffs der Sendefläche  $F_s$  bzw. der Empfangsfläche  $F_e$  erfassen. Man kann beide in der gleichen Weise aus dem jeweiligen Strahlungsdiagramm ermitteln, und es mag hier genügen zu erwähnen, daß diese Flächen bei in der Dezimeter- und Zentimetertechnik üblichen Ausführungsformen der Richtstrahler (Dipolkombinationen, Parabolreflektoren, Hornstrahler oder Linsenantennen) etwa  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{4}{5}$  der geometrischen Antennenfläche betragen.

Ordnet man nun Sende- und Empfangsstrahler so an, daß ihr Strahlungsmaximum auf ihrer Verbindungslinie liegt, eine einleuchtende Forderung für besten Empfang, so erhält man als Empfangsleistung  $N_e$  bei einer Senderleistung  $N_s$  und der Entfernung  $L$  in der bekannten Form (vgl. z. B. FRÄNZ [2]):

$$N_e = N_s \cdot \frac{F_s \cdot F_e}{\lambda^2 \cdot L^2} \quad (1)$$



Diesen Wert erhält man jedoch nur, wenn keinerlei störende Einflüsse vorhanden sind. Wir wollen die unter diesen Umständen am Empfangsort vorhandene Feldstärke mit dem Index 0 und das Verhältnis der unter den wirklichen Bedingungen erhaltenen  $E$  zu dieser als Ausbreitungsfaktor  $A$  bezeichnen, also:

$$A = \frac{E}{E_0}. \quad (2)$$

Sind z.B. die Richtantennen nicht in der oben angegebenen Weise aufeinander ausgerichtet und ergibt sich nach dem jeweiligen Richtdiagramm als Feldstärkeverhältnis in der Richtung der Verbindungslinie der Wert  $A_s$  bzw.  $A_e$ , so wird mit dem eigentlichen Ausbreitungsfaktor  $A$  aus (1):

$$N_e = N_s \cdot \frac{F_s \cdot F_e}{\lambda^2 \cdot L^2} \cdot A^2 \cdot A_s^2 \cdot A_e^2. \quad (1a)$$

Die Ermittlung dieses Ausbreitungsfaktors  $A$  soll uns nun im folgenden allein interessieren. Wir betrachten dazu die Erdoberfläche zuerst in grober Näherung als eben und vollkommen reflektierend und die Atmosphäre als elektrisch homogen, d.h. die Ausbreitung erfolge geradlinig in der in Abb. 1 angedeuteten Weise. Die Bündelungsschärfe der meist verwendeten Richtstrahler ist normalerweise noch nicht so groß, um bei den üblichen kleinen Winkeln zwischen direktem und indirektem Strahl schon einen nennenswerten Feldstärkeabfall zu erzeugen. Man kann daher damit rechnen, daß bei dem kleinen Wegunterschied  $\Delta$  der Betrag der Feldstärke des direkten Strahls gleich dem des indirekten ist. Infolge dieses Wegunterschiedes ergibt sich jedoch eine Phasendifferenz  $\psi$  zwischen beiden Strahlen, für die man unter der Berücksichtigung des Phasensprunges von  $\pi$  an der Reflexionsstelle erhält:

$$\psi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} + \pi. \quad (3)$$

Die vektorielle Addition der beiden Feldstärkeanteile mit dem Betrag  $E_0$  führt zu einem Ausbreitungsfaktor infolge der Interferenz beider:

$$A_i = \frac{E}{E_0} = |1 + e^{-j\psi}| = 2 \cos \frac{\psi}{2} = 2 \sin \frac{\pi\Delta}{\lambda}. \quad (4)$$

Da im allgemeinen stets  $\Delta \ll L$ , so erhält man aus den geometrischen Verhältnissen der Abb. 1 für den Wegunterschied:

$$\Delta = \frac{2h_1 h_2}{L}. \quad (5)$$

Für  $h_1 = h_2 = h_r$  ist in Abb. 2 dieser Ausbreitungsfaktor in Abhängigkeit von  $h_r$  bei zwei verschiedenen Wellenlängen gezeichnet worden. Man erhält schon das charakteristische Interferenzdiagramm, in dem die Feldstärke zwischen dem Wert Null und dem doppelten gegenüber dem bei freier Ausbreitung schwankt. Zur Erzielung optimaler Empfangsbedingungen kommt es daher in einem solchen Interferenzfeld sehr auf die richtige Wahl von Wellenlänge und Aufstellungshöhe an.

Diese verhältnismäßig groben Näherungen stellen trotz ihrer Einfachheit die Verhältnisse schon recht gut dar. Man kann in diesem Bilde auch die Erdkrümmung noch leicht berücksichtigen, wenn man

statt der wirklichen Höhen die Höhen über der Reflexionsebene setzt. Um zu erkennen, wie groß hierbei die Abweichungen von der Wirklichkeit sind, sollen im folgenden die einzelnen die Ausbreitung bestimmenden Faktoren genauer untersucht und zuerst der Reflexionsfaktor diskutiert werden.

## 2. Der Reflexionsfaktor.

Bei der Reflexion an einem Medium mit abweichenden elektrischen Eigenschaften, wie es die Erdoberfläche gegenüber dem Luftraum darstellt, wird im

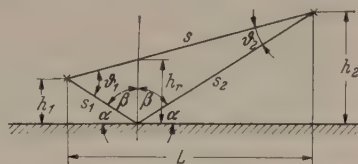


Abb. 1. Strahlverlauf über ebener Erde.

allgemeinen nur ein Teil der auftreffenden Strahlung reflektiert und der Rest tritt in das Medium, hier also die Erde, ein, um in diesem besonderen Fall infolge der Dämpfung verhältnismäßig schnell als elektrische Strahlung zu verschwinden und in Wärme verwandelt zu werden. Der reflektierte Anteil ist verschieden, je nach der Polarisationsrichtung der einfallenden Wellen. Man erhält ihn aus den FRESNELSchen Formeln.

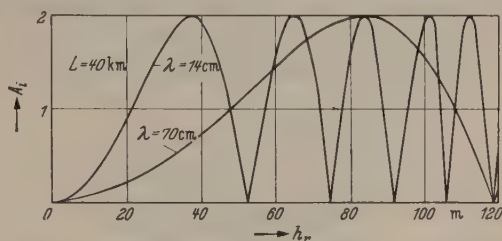


Abb. 2. Ausbreitungsfaktor bei Reflexion an ebener Erde.

Für flache Einfallswinkel, d.h.  $\cos \beta = \sin \alpha \ll 1$  ist bei vertikaler Polarisation angenähert

$$\left. \begin{aligned} R_v &= \frac{\frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon-1}} \cdot \sin \alpha - 1}{\frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon-1}} \cdot \sin \alpha + 1} = Q_v e^{-j\psi_v}, \\ R_h &= \frac{\frac{\sin \alpha}{\sqrt{\varepsilon-1}} - 1}{\frac{\sin \alpha}{\sqrt{\varepsilon-1}} + 1} = Q_h e^{-j\psi_h}. \end{aligned} \right\} \quad (6a)$$

Dabei ist  $\varepsilon$  die im allgemeinen komplexe und frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante:

$$\varepsilon = \varepsilon_r - j 60 \Omega \cdot \lambda \cdot \sigma. \quad (7)$$

Oft ist sogar noch  $\frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon-1}} \sin \alpha \ll 1$ , so daß man, wenn man bei gleichen Höhen auch noch  $\alpha \approx \sin \alpha = \frac{2h_r}{L}$  setzen kann, erhält:

$$\left. \begin{aligned} R_v &= \frac{4h_r}{L} \cdot \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon-1}} - 1, \\ R_h &= \frac{4h_r}{L} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon-1}} - 1. \end{aligned} \right\} \quad (6b)$$



Eine Abschätzung des Reflexionsfaktors ist hiermit leicht möglich und ergibt bei Entfernungen über 10 km und Empfang in der Nähe des ersten Interferenzmaximums im Dezimetergebiet Abweichungen vom Grenzwert  $-1$ , die auch unter den ungünstigsten Verhältnissen immer noch kleiner als 10% sind. Für größere Erhebungswinkel zeigen Abb. 3 und 4 bei verschiedenen Wellenlängen und Ausbreitung über Meer

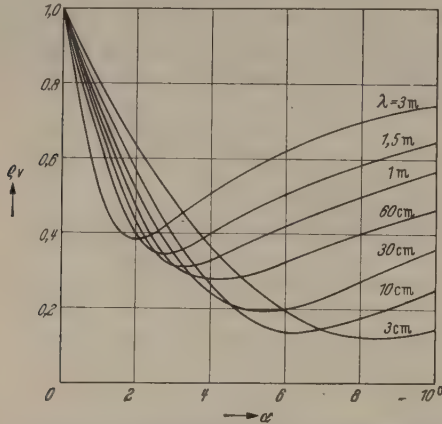


Abb. 3. Betrag des Reflexionsfaktors bei Ausbreitung über Meer.

( $\epsilon_p \approx 80$ ,  $\sigma \approx 3$  S/m) Betrag und Phase des Reflexionsfaktors bei vertikaler Polarisation. Bei horizontaler Polarisation weicht der Betrag in dem dargestellten Bereich um weniger als 5% von 1 ab, während die Winkelabhängigkeit völlig unerheblich ist.

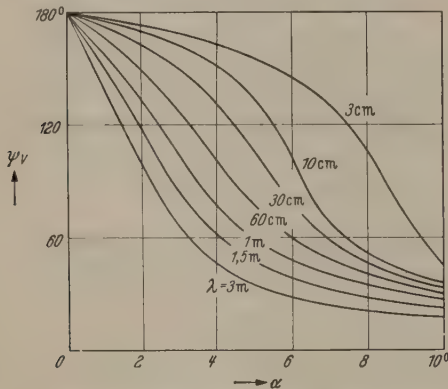


Abb. 4. Phase des Reflexionsfaktors bei Ausbreitung über Meer.

Muß man die Abweichung vom Näherungswert  $-1$  berücksichtigen, so ändern sich (3) und (4) in:

$$\psi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} + \psi_e \quad (3a)$$

und

$$A_i = |1 + \rho \cdot e^{-j\psi}|. \quad (4a)$$

Das bedeutet, daß die Interferenzkurven nur wenig anders verlaufen und der Ausbreitungsfaktor nicht mehr zwischen Null und zwei, sondern nur noch zwischen  $1 - \rho$  und  $1 + \rho$  schwankt.

### 3. Die Brechung.

Wenden wir unsere Aufmerksamkeit als nächstes den Verhältnissen in der Atmosphäre zu und betrachten wir auch hier zunächst nur die wesentlichsten Abweichungen von unserer ersten Annahme, der Homogenität, so müssen wir berücksichtigen, daß der

Brechungsindex  $n$  der Luft in erster Näherung linear mit der Höhe abnimmt und sein Gradient  $dn/dh$  in bestimmter Weise mit den Schwankungen des Temperatur- und Feuchtgradienten zusammenhängt. Die Folge ist eine diesen Schwankungen entsprechende Strahlkrümmung, wodurch also die Ausbreitungsbedingungen von den Wetterschwankungen abhängen. Eingehendere Untersuchungen der meteorologischen Daten und ihrer Einflüsse auf die Ausbreitung haben jedoch gezeigt, daß diese Verhältnisse zwar klima-, d. h. orts- und auch zeitabhängig sind (siehe z. B. GRÜN und KLEINSTEUBER [3]), in einem bestimmten Gebiet aber verhältnismäßig regelmäßigen Schwankungen unterliegen und vor allem bestimmte Schwingungsgrenzen selten überschreiten. Weiter kann man den durch die nicht mehr geradlinige Strahlkurve und die längs des Weges veränderte Ausbreitungsgeschwindigkeit entstandenen Gangunterschied zwischen direktem und indirektem Strahl dadurch exakt berücksichtigen, daß man mit geradliniger Ausbreitung über einer Erde mit der fiktiven Krümmung:

$$\left. \begin{aligned} K &= \frac{1}{R_s} \\ &= \frac{1}{R} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

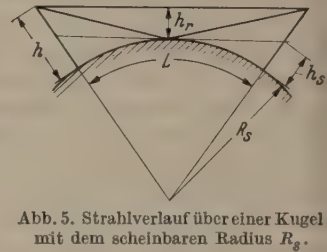


Abb. 5. Strahlverlauf über einer Kugel mit dem scheinbaren Radius  $R_s$ .

rechnet [3]. Aus den geometrischen Verhältnissen der Abb. 5, die den Strahlverlauf an einer Kugel mit dem scheinbaren Radius  $R_s$  zeigt, wobei wegen des meist negativen Brechungsgradienten im allgemeinen  $R_s$  größer als der wirkliche Erdradius  $R$  ist, kann man bei gleichen Höhen leicht den Abstand  $h_r$  des direkten Strahls von der Reflexionsstelle ermitteln. Offenbar ist:

$$(R_s + h)^2 = \frac{L^2}{4} + (R_s + h_r)^2,$$

woraus für  $h \ll 2R$ , also auch  $h_r \ll 2R_s$  folgt:

$$h_r = h - \frac{L^2}{8R_s} = h - \frac{KL^2}{8}. \quad (9)$$

Hiermit ergibt sich der Wegunterschied  $\Delta$  zwischen direktem und indirektem Strahl aus:

$$\left(\frac{L + \Delta}{2}\right)^2 = \frac{L^2}{4} + h_r^2$$

zu

$$\Delta = \frac{2h_r^2}{L} = \frac{2}{L} \left(h - \frac{KL^2}{8}\right)^2 \quad (10)$$

solange  $\Delta \ll 2L$  ist. Es ist dies der gleiche Ausdruck, den wir auch aus (5) für gleiche Höhen erhalten, wenn wir dort für  $h_1 = h_2 = h_r$  die Höhendifferenz zwischen der wirklichen Höhe  $h$  und der des streifenden Strahls  $h_s = \frac{KL^2}{8}$  setzen. Der Ausbreitungsfaktor wird also wieder durch Abb. 2 wiedergegeben, wenn man in ihr den Koordinatenanfang um diese Höhe  $h_s$  verschiebt. Die Abhängigkeit von der Entfernung zeigt Abb. 6. Im Gegensatz zum ebenen Fall wird die Feldstärke hier schon bei endlichen Entfernungen Null, nämlich an der Stelle, wo die Höhen im geometrisch-optischen



Horizont liegen. Bei schwankender Strahlkrümmung, also schwankendem  $K$ , ändert nun auch der Gangunterschied  $\Delta$  nach (10) seinen Wert, d. h. die Feldstärke schwankt und wir beobachten den normalen Dezimeterschwund, wenn dabei der Ausbreitungsfaktor durch ein Interferenzminimum geht.

Zeichnet man den Ausbreitungsfaktor mit diesem schwankenden  $K$  in Abhängigkeit von der Höhe, so erhält man wieder einen Verlauf nach Abb. 2, nur mit verschobenem und jetzt auch noch schwankenden Koordinatennullpunkt, da sich ja nur  $\frac{KL^2}{8}$  ändert. Die Längenabhängigkeit zeigt Abb. 6 für zwei  $K$ -Werte, nämlich  $K = 1,56 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ , der der Erdkrümmung ohne Brechung, und  $K = 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ , der einem normalen mittleren Wert entspricht. In Abb. 2 würde diesen beiden  $K$ -Werten eine Nullpunktverschiebung um 31 bzw. 20 m entsprechen.

Kennt man jetzt die Schwankungsgrenzen und den Mittelwert von  $K$ , so kann man die Streckendaten, d. h. Entfernung, Höhe und Wellenlänge so wählen, daß die Feldstärke innerhalb dieser Schwankungsgrenzen z. B. nicht unter den Wert bei freier Ausbreitung, also  $A = 1$ , fällt. Als Höhenbedingung erhält man dafür bei Empfang in der Umgebung des ersten Maximums aus (10) und (4):

$$\left. \begin{aligned} h_{\min} &= (K_m + \delta K) \frac{L^2}{8} + \sqrt{\frac{L\lambda}{12}} \\ h_{\max} &= (K_m - \delta K) \frac{L^2}{8} + \sqrt{\frac{5L\lambda}{12}} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

wenn man in (4) für den Gangunterschied einmal  $\frac{1}{8}\lambda$  und im anderen Fall  $\frac{5}{8}\lambda$  setzt, die für  $A = 1$  notwendigen Bedingungen.

Als wahrscheinliche Werte erhält man nun aus meteorologischen Daten für unser Klima  $K = K_m \pm \delta K = (1,0 \pm 0,4) 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ , die in Deutschland nur selten überschritten werden dürften. Man hat hiermit, wie näher in [3] ausgeführt, einen gewissen Spielraum in der Wahl der Höhe, solange  $L$  unterhalb einer gewissen Grenz Entfernung  $L_{\max}$ , oder  $\lambda$  oberhalb einer Grenzwellenlänge  $\lambda_{\min}$  bleibt. Für  $h_{\min} = h_{\max}$  erhält man als einfache Beziehung zwischen diesen Grenzwerten:

$$\lambda_{\min} \approx \frac{1}{2} (\delta K)^2 \cdot L_{\max}^3. \quad (12)$$

Aus (12) kann man z. B. entnehmen, daß bei Entfernungen um 80 km und mit den oben angegebenen maximalen  $\delta K$ -Werten die Wellenlänge zweckmäßig größer als 40 cm zu wählen ist, wenn man Schwunderscheinungen vermeiden will. Die Höhen sind dann aus Darstellungen zu entnehmen, für die in [3] Beispiele angegeben sind. Der Wettereinfluß und die Berücksichtigung verschiedener Höhen sind gleichfalls eingehender dargestellt in der erwähnten Arbeit von GRÜN und KLEINSTEUBER [3], der auch die angegebenen Grenz- und Mittelwerte für  $K$  entnommen sind.

#### 4. Die Beugung.

Befindet man sich genügend weit oberhalb des optischen Horizonts, so kommt man mit den bisherigen Betrachtungen im allgemeinen aus. In der Nähe der Schattengrenze und darunter muß man jedoch die bisher benutzten strahlengeometrischen Verfahren

durch Feldebetrachtungen ersetzen. Der mathematische Aufwand hierfür ist aber sehr groß und die beispielsweise von VAN DER POL und BREMMER [4], [5] für die Ausbreitung um eine Kugel mit den elektrischen Eigenschaften der Erde erhaltenen Ergebnisse sind so kompliziert, daß eine numerische Auswertung außerordentlich schwierig ist.

Im Bereich der sehr kurzen Wellen, der uns hier allein interessiert, kann man aber die dort gegebenen Reihenentwicklungen mit hinreichender Genauigkeit

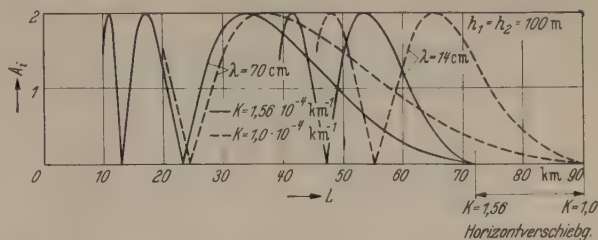


Abb. 6. Ausbreitungsfaktor bei verschiedener Strahlkrümmung.

nach dem ersten Gliede abbrechen, wenn man sich auf die Beschreibung der Verhältnisse unterhalb des geometrisch-optischen Horizonts, also in der eigentlichen Beugungszone, beschränkt. Um den Anschluß an die Interferenzzone zu finden, ist es dann nur notwendig, die hierfür in den vorangegangenen Abschnitten abgeleiteten Ergebnisse noch etwas zu verfeinern, und zwar müssen wir noch berücksichtigen, daß die Erde an der Reflexionsstelle nicht eben ist, sondern als Oberfläche einer Kugel mit dem Krümmungsradius  $R_s$

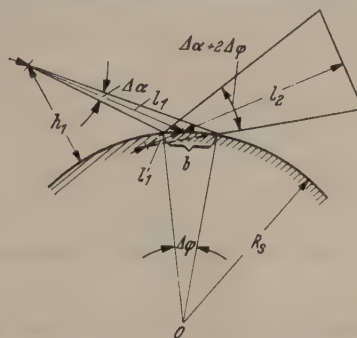


Abb. 7. Strahlverlauf zur Ermittlung des Divergenzfaktors.

erscheint, was zwar der Wirklichkeit auch noch nicht entspricht, immerhin aber eine bessere Näherung als die Annahme einer ebenen Reflexionsfläche darstellt. Die Benutzung des fiktiven Radius  $R_s$  oder seines reziproken Wertes  $K$  statt des wirklichen Erdradius  $R$  drückt dabei in den folgenden Ergebnissen die Wirkung der atmosphärischen Brechung schon mit aus.

#### a) Der Interferenzbereich.

Trifft ein Strahlkegel mit dem Öffnungswinkel  $\Delta\alpha$  statt auf eine ebene auf eine kugelige reflektierende Fläche mit dem Krümmungsradius  $R_s$ , so hat der reflektierte Kegel nach Abb. 7 in der Vertikalen einen um  $2\Delta\phi$  vergrößerten Öffnungswinkel, während der Winkel in der Horizontalen nahezu der gleiche geblieben ist. Da die auf die Flächeneinheit entfallende Leistung umgekehrt proportional dem Querschnitt des Strahlungskegels ist, erhält man die Empfangsleistung nach Reflexion an einer Kugeloberfläche, wenn man



die von einer ebenen Fläche reflektierte Leistung multipliziert mit:

$$\frac{[(l_1 + l_2) \cdot \Delta\alpha]^2}{(l_1 + l_2) \cdot \Delta\alpha \cdot (l_1 + l_2) (\Delta\alpha + 2\Delta\varphi)}.$$

Die Wurzel hieraus, d. h. das Feldstärkeverhältnis, bezeichnet man als Divergenzfaktor (siehe z. B. [5], S. 17), wofür man erhält:

$$D \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha}}}. \quad (13)$$

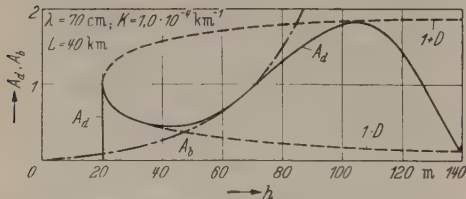


Abb. 8. Ausbreitungs- und Divergenzfaktor in Abhängigkeit von der Höhe

Aus den geometrischen Verhältnissen der Abb. 10 erhält man nun für das Bogenstück  $b$ :

$$b = R_s \cdot \Delta\varphi = l_1 \frac{\sin \Delta\alpha}{\sin \alpha},$$

woraus für genügend kleine Winkel bei gleichen Höhen und mit  $\alpha \approx \sin \alpha = \frac{2}{L} \left( h - \frac{L^2}{8R_s} \right)$  folgt:

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\alpha} = \frac{l_1}{\alpha \cdot R_s} = \frac{2}{8hR_s - L^2}.$$

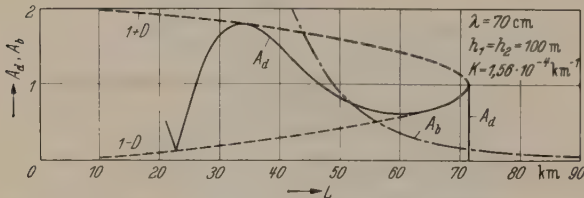


Abb. 9. Ausbreitungs- und Divergenzfaktor in Abhängigkeit von der Entfernung.

Setzt man dies in (13) ein, so erhält man, wenn man noch  $1/K$  für  $R_s$  schreibt:

$$D = \sqrt{\frac{\frac{8h}{KL^2} - 1}{\frac{8h}{KL^2} + 1}}. \quad (13a)$$

Für verschiedene Höhen findet man bei VAN DER POL und BREMMER exakte Formeln, kann aber in allen diesen Fällen mit im allgemeinen ausreichender Genauigkeit für  $h$  einen Mittelwert aus beiden Höhen setzen.

Dieser Divergenzfaktor tritt nun noch zum Reflexionsfaktor hinzu, so daß sich der Ausbreitungsfaktor von (4a) ändert in:

$$A_d = |l + \varrho \cdot D \cdot e^{-j\psi}|. \quad (14)$$

Ist  $\varrho = 1$ , was, wie wir gesehen haben, im allgemeinen zutrifft, so schwankt also der Ausbreitungsfaktor zwischen  $1 - D$  und  $1 + D$ . Diese beiden Grenzkurven sind in Abb. 8 und 9 gestrichelt eingezeichnet. Aus beiden Abbildungen, die ausgezogen den Verlauf von

$A_d$  für ein bestimmtes Beispiel enthalten, erkennt man deutlich, daß man mit solchen strahlengeometrischen Methoden die Verhältnisse in der Nähe des optischen Horizonts nicht richtig beschreiben kann, denn es ist offenbar unmöglich, daß die Feldstärke an der Schattengrenzlinie plötzlich von einem endlichen Wert auf Null fällt. Auf Grund der Feldvorstellungen ist es klar, daß sich die Feldlinien um so tiefer im Schattenraum schließen werden, je größer die verwendete Wellenlänge ist und je besser die elektrischen Verhältnisse sind, die sie dort vorfinden. Diesen Vorgang bezeichnet man bekanntlich als Beugung und die Kompliziertheit der Beugungsformeln findet in der Einbeziehung der halbleitenden Kugel auf die an sich schon nicht einfache Feldverteilung in dem zur Rede stehenden Fall seine Erklärung.

### b) Der Beugungsbereich.

Den Ausbreitungsfaktor kann man nun nach VAN DER POL und BREMMER ([5], S. 25) darstellen in der Form:

$$A_b = f(h_1) f(h_2) f(\xi), \quad (15)$$

wobei man die beiden ersten Glieder als Höhenfaktoren und das letzte als Längenfaktor bezeichnet. Man erhält für diesen:

$$f(\xi) = 2\delta^2 \cdot \sqrt{2\pi\xi} \cdot e^{1,6\xi}, \quad (16)$$

worin mit den bekannten Bezeichnungen

$$\xi = \sqrt{\frac{2\pi K^2}{\lambda}} \cdot L \quad (17)$$

und

$$\delta^2 = \frac{\epsilon^2}{\epsilon - 1} \cdot \sqrt{\frac{\lambda K}{2\pi}}^2 \quad (18)$$

ist. Zweckmäßig unterscheidet man im Beugungsbereich zwei Zonen, je nachdem, ob der Erdeinfluß noch eine Rolle spielt oder nicht. Zur Trennung dieser beiden Bereiche führt man die reduzierte Höhe

$$\chi_{1,2} = \sqrt{\frac{2\pi K^2}{\lambda}} \cdot l_{1,2} \quad (19)$$

ein, die formal der reduzierten Länge (17) entspricht, bei der aber die Länge  $L$  durch die von der Höhe  $h_{1,2}$  abhängende Länge  $l_{1,2}$  ersetzt ist, die man als Länge des streifenden Strahls von der Antenne bis zur Reflexionsstelle erhält. Über einer Kugel mit der Krümmung  $K$  ist:

$$h_{1,2} = \frac{K l_{1,2}^2}{2}, \quad \text{also} \quad l_{1,2} = \sqrt{\frac{2h_{1,2}}{K}}. \quad (20)$$

Die Grenze zwischen den beiden Zonen liegt etwa bei  $\chi_{1,2} = 1,4$ . Ist  $\chi_{1,2}$  kleiner als dieser Wert, so erhält man für die Höhenfaktoren in (15):

$$f(h_{1,2}) = \frac{2\pi \sqrt{\epsilon - 1} \cdot H_{1,2}}{\epsilon \cdot \lambda}. \quad (21)$$

Wobei sich die von  $\epsilon$  und  $\lambda$  abhängige Höhe  $H_{1,2}$  ergibt zu

$$H_{1,2} = h_{1,2} + \frac{\epsilon}{2 \cdot \pi \sqrt{\epsilon - 1}} \cdot \lambda. \quad (22)$$

Sie geht also für genügend kurze Wellen in die gewöhnliche Höhe über. Setzt man (16) und (21) in (15)



n, so erhält man als Ausbreitungsfaktor für die erdferne Beugungszone, wenn man aus den VAN DER POL-BREMMERschen Reihenentwicklungen nur die ersten Glieder berücksichtigt:

$$b_{\text{tief}} = \frac{H_1 H_2}{\lambda \cdot L} 8\pi \sqrt{\frac{\pi}{2}} \xi^3 \cdot e^{-1,6 \xi} = \frac{H_1 H_2}{\lambda \cdot L} f_{\text{tief}}(\xi). \quad (23)$$

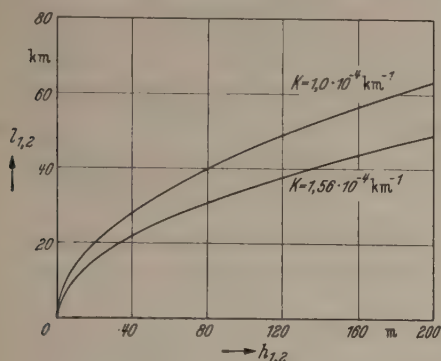


Abb. 10. Zur Ermittlung der Länge des streifenden Strahls.

st dagegen  $\chi_{1,2} > 1,4$ , so wird der Höhenfaktor:

$$f(h_{1,2}) = \frac{0,36}{\delta \cdot \sqrt{\chi_{1,2}}} \cdot e^{-\left(1,6 \chi_{1,2} + \frac{1,5}{\chi_{1,2}}\right)}, \quad (24)$$

omit sich als Ausbreitungsfaktor für die erdferne Zone ergibt:

$$b_{\text{hoch}} = 0,26 \sqrt{\frac{2\pi \xi}{\chi_1 \chi_2}} \cdot e^{-1,6 [\xi - (\chi_1 + \chi_2)]} \cdot e^{-1,5 \left(\frac{1}{\chi_1} + \frac{1}{\chi_2}\right)} \quad (25)$$

$$= f(\chi_1) \cdot f(\chi_2) \cdot f_{\text{hoch}}(\xi).$$

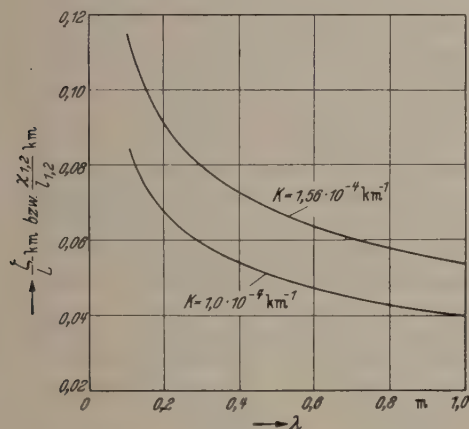


Abb. 11. Zur Ermittlung der reduzierten Größen  $\xi$  (im Text  $\xi$ ) und  $\chi_{1,2}$ .

ur leichten Auswertbarkeit dieser schon stark vereinfachten Ergebnisse sind die wichtigsten Zusammenhänge in den Abb. 10, 11, und 12 graphisch dargestellt. Abb. 10 ist die Beziehung (20) zur Ermittlung von  $L$  aus den Höhen  $h_{1,2}$  und  $K$ , Abb. 11 dient zur Bestimmung von  $\xi$  und  $\chi_{1,2}$  nach (17) oder (19), und Abb. 12 schließlich zur bequemen Feststellung der Längen- und Höhenfaktoren in (23) und (25). Mit ihrer Hilfe wurde der Ausbreitungsfaktor für die Beispiele der Abb. 8 und 9 ermittelt und dort strichpunktiert eingezeichnet. Oberhalb des geometrischen Horizonts wird man den wirklichen Verlauf des Übergangs zwischen dem Ausbreitungsfaktor der Beugungszone  $A_b$  und dem der Interferenzzone  $A_d$  erhalten. Vergleicht man diese so erhaltenen Kurven

mit denen der Abb. 2 und 6 für die gleiche Wellenlänge, so erkennt man, daß der Ausbreitungsfaktor oberhalb des optischen Horizonts bei diesen kurzen Wellen auch

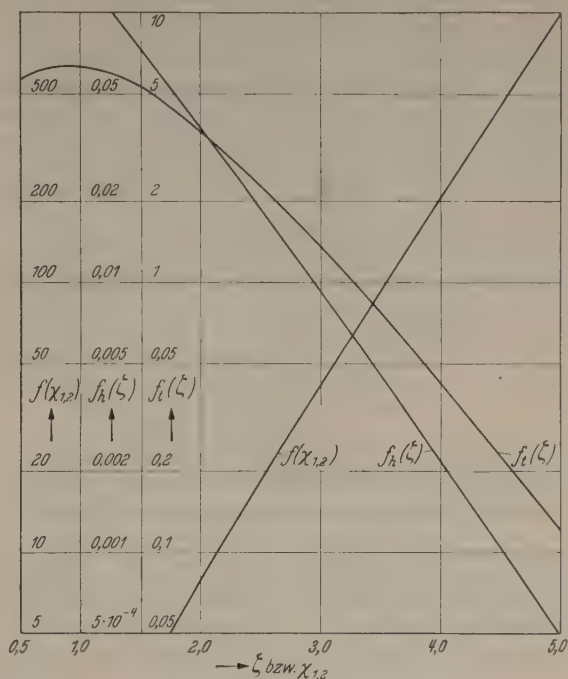


Abb. 12. Längen- und Höhenfaktoren in Abhängigkeit von den reduzierten Größen  $\xi$  (im Text  $\xi$ ) und  $\chi_{1,2}$ .

ohne Berücksichtigung der Beugung recht gut dargestellt werden kann, wenn man das reflektierende Stück der Erdoberfläche als eben betrachtet. Der

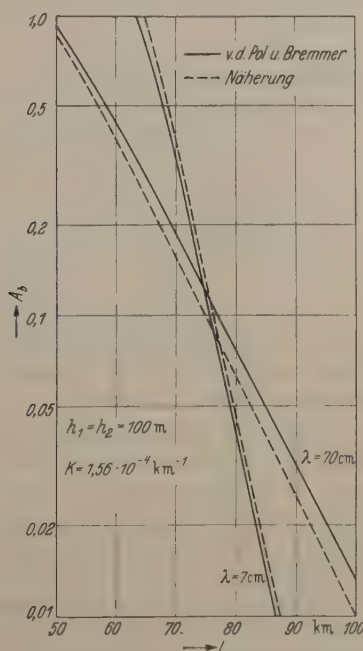


Abb. 13. Vergleich der exakten mit den Näherungswerten im Beugungsbereich.

Fehler, der durch die Vernachlässigung des Divergenzfaktors auftritt, macht sich dabei um so stärker bemerkbar, je kürzer die Wellenlänge wird. Legt man auch noch Wert auf den Beugungsbereich, so wird man die Näherungen des letzten Abschnitts anwenden, wobei die Brechung durch Verwendung eines



veränderlichen  $K$  berücksichtigt werden kann. Die Kurven des Ausbreitungsfaktors werden sich dabei bei sich änderndem  $K$  verschieben, wie es an Hand der Abb. 2 und 6 schon besprochen wurde.

Zur Kontrolle der erreichten Genauigkeit bei den Vernachlässigungen im Beugungsbereich sind in Abb. 13 schließlich noch die Näherungswerte und die sich mit den exakten Formeln nach VAN DER POL und BREMMER ergebenden eingetragen. Wie man sieht, dürfte die Genauigkeit für die meisten Zwecke völlig

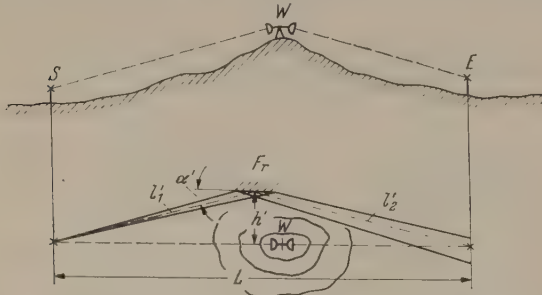


Abb. 14. Zur Wirkung von kleinen reflektierenden Flächen.

ausreichen, weil die Effekte der Brechung sehr viel stärkere Schwankungen verursachen, als die Fehler ausmachen, die durch die Vernachlässigungen in die Rechnung kommen.

## 5. Die Feinstruktur des Bodens und der Atmosphäre.

Mit den bisher besprochenen Verfahren kann man den größten Teil der Vorgänge im Meter- und Dezimetergebiet schon recht gut beschreiben. Es bleiben jedoch einige Erscheinungen, die im allgemeinen zwar

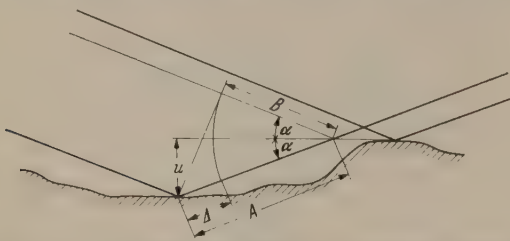


Abb. 15. Zur Ermittlung des Einflusses von Erdbodenrauigkeiten.

örtlich und zeitlich begrenzt sind und daher nur eine untergeordnete Rolle spielen, zu deren Deutung man aber die bisher angestellten Betrachtungen noch in verschiedenen Richtungen erweitern muß.

Hierher gehört der Einfluß der Erdbodenrauigkeiten, d. h. die Berücksichtigung der Abweichung der reflektierenden Oberfläche von der idealen Kugelgestalt, die sich um so stärker bemerkbar machen wird, je kürzer die Wellenlänge wird. Handelt es sich um verhältnismäßig große und einigermaßen regelmäßige reflektierende Flächen, wie sie z. B. durch große Gebäude, seitlich gelegene Berge oder ähnliche Hindernisse dargestellt werden, so können in diesen Fällen zweifellos Interferenzen auftreten, die zu ähnlichen Schwunderscheinungen führen, wie sie bereits besprochen worden sind.

Um die Wirkung einer solchen reflektierenden Fläche zu beurteilen, nehmen wir an, der direkte Weg zwischen Sender  $S$  und Empfänger  $E$  sei nach Abb. 14 durch ein Hindernis unterbrochen. Der Teil der Sendeleistung, der in den Empfänger gelangt, möge

dahin also nur über die Reflexion an der seitlich der Verbindungslinie gelegenen reflektierenden Fläche gelangen. Sind die Entfernungen  $l_1 = aL$  und  $l_2 = (l - a)L$  und ist der Winkel, unter dem die Strahlung die Fläche  $F_r$ , die annähernd gleiche Ausdehnung in allen Richtungen habe, treffen,  $\alpha'$ , so ist nach (1) die in die Fläche einströmende Leistung:

$$N_r = N_s \frac{F_r F_s}{\lambda^2 l_1^2} \sin \alpha'. \quad (2)$$

Mit dem Reflexionsfaktor  $\rho$  wird entsprechend die Empfangsleistung an der Stelle  $E$ :

$$N_e = \rho^2 N_r \frac{F_r F_e}{\lambda^2 l_2^2} \sin \alpha' = N_s \frac{F_s F_e}{\lambda^2 L^2} A_r^2. \quad (2)$$

Hieraus folgt für den Ausbreitungsfaktor, d. h. für das Feldstärkenverhältnis  $E/E_0$ :

$$A_r = \frac{\rho \cdot F_r \sin \alpha'}{a(1-a)\lambda \cdot L}. \quad (2)$$

Um einen Überblick über die Größenordnung zu erhalten, betrachten wir eine quadratische Fläche von 100 m Seitenlänge bei  $\lambda = 50$  cm,  $a = \frac{1}{2}$ , d. h. in der Mitte der Strecke,  $L = 40$  km. Der Abstand der Fläche von der Verbindungslinie sei 1 km und ihr Reflexionsfaktor  $\rho = 1$ . Dann ist  $A_r = 0,1$ , d. h. die Feldstärke beträgt nur 10% gegenüber der bei freier Ausbreitung. Sie kommt erst in die gleiche Größenordnung, wenn die Fläche noch größer oder die Wellenlänge entsprechend kleiner wird. Dann gelten allerdings die hier benutzten Formeln nicht mehr und treten die oben abgeleiteten für die Reflexion an ausgedehnten Flächen an ihre Stelle.

Ähnlich kann man auch die Übertragungsverhältnisse bestimmen, die man bei Verwendung eines so „Wiederholers“ erhält, den man, wie in Abb. 14 angedeutet, auf Bergen anordnet, um eine Relaisstation zu sparen. Solche Betrachtungen können auch eine Rolle spielen, wenn der Strahlverlauf über Bergstrecken führt und als reflektierende Flächen eventuell nur einzelne Bergkuppen in Frage kommen. Ist dann offenbar möglich, daß das von der Erdoberfläche reflektierte Strahlbündel nicht ausreicht, um ein ausgeprägtes Interferenzfeld auszubilden. In diesem Fall würde also schon dicht oberhalb des optischen Horizonts die Feldstärke, die der freien Ausbreitung entspricht, vorhanden sein können.

Die Rauigkeiten des Erdbodens machen sich erst störend bemerkbar, wenn die durch sie verursachten Gangunterschiede der einzelnen Strahlen, die zur Empfangsfeldstärke beitragen, in die Gegend eines Viertelwellenlängen kommen. Wird ein Teil eines parallelen Strahlenbündels von zwei Flächen reflektiert, die um den Höhenunterschied  $u$  gegeneinander verschoben sind, wie es Abb. 15 zeigt, so ist der durch entstehende Wegunterschied

$$\Delta = A - B = \frac{u}{\sin \alpha} - \frac{u}{\sin \alpha} \cos 2\alpha = 2u \sin \alpha,$$

woraus mit  $\Delta \leq \frac{\lambda}{4}$  und  $\sin \alpha = \frac{2}{L} \left( h - \frac{KL^2}{8} \right)$  bei flachem Strahlverlauf für die zulässigen Höhenunterschiede folgt:

$$u \leq \frac{L}{16 \left( h - \frac{KL^2}{8} \right)}. \quad (2)$$



Die Abschätzung mit (29) zeigt, daß man durch verschiedene Bodengestaltung, Wellengang, Beugung usw. eine merklich diffuse Reflexion, d. h. eine Verflachung des Interferenzfeldes erst bei den längeren Dezimeter- oder den kürzesten Dezimeterwellen zu erwarten hat.

Genau wie die räumliche Anordnung der reflektierenden Flächen zeigt natürlich auch der für die Strahlkrümmung verantwortliche Brechungsgradient die Feinstruktur, die zu den mannigfaltigsten Erscheinungen führen kann. Da für den genauen Verlauf des Brechungsindex mit der Höhe heute jedoch noch keine ausreichenden Unterlagen zur Verfügung stehen, weil der Aufwand für die dazu notwendigen meteorologischen Beobachtungen, die noch dazu laufend über größere Zeiträume und Strecken erfolgen müßten, zu groß sind, wollen wir uns hier mit der Andeutung begnügen, daß Änderungen des bisher örtlich als konstant angenommenen Gradienten des Brechungsindex mit der Höhe veränderliche Strahlkrümmungen zur Folge haben können, die sammelnd oder zerstreuend nach Art einer Linse auf das Strahlbündel wirken. Es können dadurch offenbar auch Feldstärkeschwankungen hervorgerufen werden, ohne daß ein interferierender zweiter Strahl vorhanden ist. Nach den bisherigen Erfahrungen scheinen aber die dafür notwendigen Abweichungen des Brechungsindex vom normalen Verlauf, jedenfalls in Deutschland, selten zu sein.

In Bodennähe, wo ausführlichere Dampfdruck- und Temperaturmessungen gemacht worden sind, kann man aus diesen Daten, besonders bei Ausbreitung über Wasser, Strahlkrümmungen errechnen, die unter Umständen größer als die Erdkrümmung sind und sich stark mit der Höhe wie auch zeitlich ändern. Unter bestimmten meteorologischen Bedingungen sind danach also in den ersten Metern über Wasserflächen sehr große Reichweiten möglich, die auch schon beobachtet worden sind. Ähnlich starke Änderungen des Brechungsindex werden in größeren Höhen seltener auftreten, besonders in unseren verhältnismäßig ausgeglichenen Klimatalen. Immerhin erzeugen z. B. starke Abweichungen des Temperaturverlaufes vom annähernd linearen Gang, die bis zur Vorzeichenkehr des Gradienten gehen und als sog. Temperaturinversionen eine große Rolle in der Meteorologie spielen, Schichten mit veränderlicher Strahlkrüm-

mung, die bei geeigneter Lage und Größe wirken können wie reflektierende (oder eigentlich stark brechende) Schichten. Mit sehr scharf bündelnden Linsenantennen hat man mit Erfolg versucht, die von solchen Schichten reflektierten Strahlen von den direkten zu trennen. Solche Reflexionen traten aber unter wesentlich extremeren Witterungsbedingungen als bei uns auf (Küste bei New York) und waren auch dort sehr selten (2mal innerhalb einer Beobachtungszeit von etwa 4 Wochen). Zusammenfassend kann man daher wohl sagen, daß die Feinstruktur des Bodens wie der Atmosphäre im Dezimetergebiet nur in Ausnahmefällen eine Rolle spielen wird. Das gleiche gilt im übrigen auch für die erst unterhalb einer Wellenlänge von etwa 5 cm merklich werdende Absorptions- und Dispersionsdämpfung durch die in der Atmosphäre befindlichen Teilchen (Regen, Schnee) und Gase (Wasserdampf).

#### *Zusammenfassung.*

Die aus strahlengeometrischen Betrachtungen abgeleiteten Näherungsformeln für die Ausbreitung werden verglichen mit den unter Berücksichtigung der Beugung erhaltenen. Es ergibt sich, daß man im Gebiet der Dezimeterwellen mit genügender Genauigkeit einfache Näherungen verwenden kann, da insbesondere auch Reflexions- und Divergenzfaktor nicht stark von 1 abweichen und Erdbodenrauigkeiten sowie die Feinstruktur des mit der Höhe veränderlichen Brechungsindex vernachlässigt werden können. Als wesentlich ist in diesem Gebiet aber die mit dem Wetter veränderliche Strahlkrümmung zu beachten, die ein veränderliches Interferenzfeld hervorruft, das die hauptsächliche Ursache der oft stark störenden Schwunderscheinungen ist. Diese lassen sich bei geeigneter Wahl von Wellenlänge, Höhe und Entfernung vermeiden. Auf den Einfluß von störenden Reflexionen durch Einzelhindernisse und auf seltene Brechungserscheinungen wird kurz hingewiesen.

**Literatur.** [1] ZINKE, O.: Frequenz 1, 16 (1947). — [2] FRÄNZ: Arch. elektr. Übertragung 5/6, 205 (1947). — [3] GRÜN, A., u. W. KLEINSTEUBER: Arch. elektr. Übertragung 3, 209 (1949). — [4] VAN DER POL, B., u. H. BREMMER: Hochfrequenztechn. 51, 181 (1938). — [5] LASSEN, H.: Fortschr. Hochfrequenztechn. 1, 8 (1941).

Dr. ARTUR GRÜN, Konstanz, An der Steig 8.

## Berichte.

### Grundzüge der Staubbmessung.

Von THEODOR GAST, Darmstadt.

Mit 14 Textabbildungen.

(Eingegangen am 27. Januar 1950.)

#### Bedeutung der Staubbmessung.

Die Menge der in der Luft schwebenden festen Teilchen, deren Gesamtheit als *Staub* bezeichnet wird, ist aus verschiedenen Gründen von Interesse. Ihr Kenntnis ist z. B. für die Meteorologie wichtig, weil Staub unter anderem die Neigung zur Kondensation

des Wasserdampfes in der Atmosphäre beeinflusst. Sie hat ferner große technische Bedeutung. Es können nämlich brennbare Teilchen in genügender Feinheit und Zahl zur Staubbexplosion führen oder harte Partikel den Verschleiß bewegter Maschinenteile und die Zerstörung empfindlicher polierter Oberflächen



bewirken. Die Gefährdung des Betriebes hängt dann von der Staubkonzentration ab. Nicht nur die Einrichtung der Produktionsstätten, auch die Ware kann durch Staub beeinträchtigt werden. Im Falle hygienischer Vorschriften für das Produkt ist die Überwachung des Staubgehaltes besonders dringend. Nicht zuletzt ist der Mensch der Staubeinwirkung ausgesetzt. Mit der Atemluft wird ständig eine große Zahl von Staubeilchen aufgenommen, die nur zum Teil wieder ausgeatmet werden. Viele Staubarten, vor allem Gesteinsstaub mit Quarzgehalt gefährden auf die

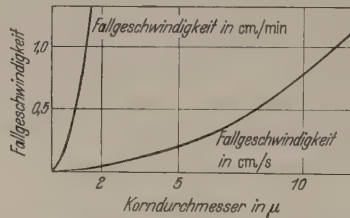


Abb. 1. Fallgeschwindigkeit kugelförmiger Quarzteilehen in Luft.

Dauer die menschliche Lunge. Hierdurch ist die dringlichste Forderung nach einer zuverlässigen Kontrolle der Staubkonzentration gegeben, ohne die man bei der Beurteilung der gesundheitlichen Gefahr und beim Bekämpfen der Staubeinwirkung im Dunkeln tappt. So ist es verständlich, daß im Lauf der letzten Jahrzehnte eine ganze Reihe von Staubmeßverfahren entwickelt worden ist. Heute sind nebeneinander verschiedene Meßmethoden im Gebrauch, von denen keine voll befriedigen kann. Die Gründe hierfür liegen in der Feinheit der zu erfassenden Materie, den Schwierigkeiten bei der Probenentnahme und in der Problematik der Meßgröße, der „Staubmenge“ an sich.

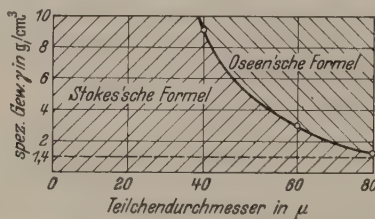


Abb. 2. Gültigkeitsbereiche der Formeln von STOKES und OSEEN.

### Probleme der Staubbemessungstechnik.

In der folgenden Zusammenstellung der dispersen Systeme sind alle durch den Aggregatzustand gegebenen Möglichkeiten für die Verteilung eines Stoffes in einem zweiten eingetragen [1].

Im Zusammenhang mit dem Staub interessiert uns hier das gasförmige Verteilungsmittel. Die Kombination gasförmig-gasförmig scheidet aus, weil solche Verteilungen stets in molekulare Gasgemische übergehen. Flüssig-gasförmig sind die Nebel, die durch Versprühen oder infolge Kondensation entstehen können. Fest-gasförmige Suspensionen bezeichnet man als Staube. Jedes Staubeilchen unterliegt der Schwerkraft. Sein Absinken wird durch die Reibung an der umgebenden Luft verlangsamt. Dabei stellt sich eine Grenzgeschwindigkeit ein, welche von der Zähigkeit des Gases sowie von Durchmesser und spezifischem Gewicht der Teilchen abhängt. Diese *Sedimentationsgeschwindigkeit* berechnet man im allgemeinen nach dem STOKESSchen Gesetz, das für Kugelform der

Tabelle 1.

Aggregatzustand des		Bezeichnung, Beispiele, Besonderheiten
Dispersionsmittel: (Medium)	dispersen Stoffes	
fest	fest	farbige Gläser, kolloidzerteilte Metalle und Metalloxyde in Glas
fest	flüssig	Flüssigkeitseinschlüsse in feinporigen Mineralien, Gele
fest	gasförmig	Feinporige Stoffe, Meerschaaum, Kunstharzschäume, Glasschäume, Aktivkohle
flüssig	fest	Sole oder Suspensoide, Hydrosol
flüssig	flüssig	Organosole, kolloide Metallsole
flüssig	gasförmig	Emulsoide, Ölemulsionen, Milch, Schäume
gasförmig	fest	Staub } Aerosole oder Schwebstoffe
gasförmig	flüssig	
gasförmig	gasförmig	
		nicht beständig, in molekulare Gasgemische übergehend

Teilchen und laminare Umströmung gilt. Bei Abweichung von der Kugelform läßt sich ein äquivalenter Radius angeben, der einem gleich schnell sedimentierenden kugelförmigen Teilchen zukommt.

Wird der Teilchendurchmesser so klein, daß er mit der freien Weglänge vergleichbar ist, dann bedarf die STOKESSche Formel einer Korrektur. Statt

$$v = \frac{2}{9} \cdot \frac{(\rho_1 - \rho_2) g}{\eta} \cdot r^2$$

heißt es nun nach CUNNINGHAM

$$v = \frac{2}{9} \cdot \frac{(\rho_1 - \rho_2) g}{\eta} \cdot r^2 \left( 1 + \frac{A}{l} \right).$$

Hierin bedeuten

- $v$  Sedimentationsgeschwindigkeit [cm/s],
- $\rho_1$  Dichte des Teilchens [g/cm<sup>3</sup>],
- $\rho_2$  Dichte des umgebenden Mediums [g/cm<sup>3</sup>],
- $g$  Erdbeschleunigung [cm/s<sup>2</sup>],
- $\eta$  Zähigkeit des umgebenden Mediums [dyn s/cm<sup>2</sup>],
- $r$  Radius des Teilchens [cm],
- $A$  eine Konstante (0,85),
- $l$  mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle ( $95 \cdot 10^{-7}$ ) bei Normaldruck [cm].

Die STOKESSche Formel gilt für Teilchen zwischen 10 und 100  $\mu$ . In Abb. 1 ist die Fallgeschwindigkeit kugelförmiger Quarzteilehen über dem Durchmesser aufgetragen. Mit zunehmender Teilchengröße oder wachsendem spezifischen Gewicht wird die Geschwindigkeit schließlich so hoch, daß die zur Ableitung der STOKESSchen Formel notwendigen Voraussetzungen nicht mehr erfüllt sind. Man kann  $v$  dann nach der OSEENschen Formel

$$v = \frac{1}{2} \left( \frac{A}{r} + \sqrt{\left( \frac{A}{r} \right)^2 + 4 r B} \right)$$

berechnen. Hierin sind

$$A = \frac{8\eta}{3\rho_2}, \quad B = \frac{16}{27} \frac{(\rho_2 - \rho_1) g}{\rho_2}.$$

Abb. 2 zeigt die Gültigkeitsbereiche der Formeln von STOKES und OSEEN [2]. Wenn sich das umgebende Medium, also z. B. die staubhaltige Luft gleichmäßig



horizontal bewegt, dann beschreiben die fallenden Teilchen Gerade, deren Steigung durch das Verhältnis von Luftgeschwindigkeit und Fallgeschwindigkeit gegeben ist. Abb. 3 gibt die Verhältnisse für Teilchen vom spezifischen Gewicht 2,8 bei einer Luftgeschwindigkeit von 1 m/sec wieder [2]. Die einzelnen Korngrößen sedimentieren an verschiedenen Stellen der unteren Benennung aus, d. h. es tritt eine Sichtwirkung auf. Die Zusammensetzung des Staubes ist also örtlich verschieden. Sie ändert sich im allgemeinen auch zeitlich. Die Betrachtung in einem bestimmten Zeitpunkt zeigt an einem gegebenen Ort einen Staubzustand [1]. Dieser soll im folgenden untersucht werden.

### Der Staubzustand und seine Veränderungen.

Zur Darstellung des Staubzustandes dienen die Kornverteilungskurven. Sie lassen sich durch Sedimentation auf folgende Weise gewinnen [1]: Von der untersuchenden Staubluff wird eine Probe in den oberen Zylinder des in Abb. 4 dargestellten Gerätes gesaugt. Dieser ist durch einen Schieber vom darunter liegenden zunächst staubfreien Sedimentationsraum trennt, an dessen unterem Ende durch einen Schlitten nacheinander verschiedene Objektträger eingeschoben werden können. Man spaltet dabei in Fraktionen auf. Aus der Zeitdifferenz zwischen dem Öffnen des Schiebers und dem Einschieben des Objektträgers kann jeweils der größte sedimentierende Korn Durchmesser berechnet werden, während die untere Grenze der Fraktion aus der Zeitdifferenz zwischen dem Öffnen des Schiebers und Herausnehmen des Objektträgers folgt. Auszählen unter dem Mikroskop liefert die Teilchenzahl je Fraktion und, bezogen auf die Gesamtzahl der Teilchen, den prozentualen Anteil. Aus dem Durchmesser, der durch Ausmessen unter dem Mikroskop kontrolliert werden kann, dem bekannten spezifischen Gewicht und der Teilchenzahl lassen sich auch der gewichtsmäßige Anteil einer Fraktion und die Gesamtmenge je  $m^3$  bestimmen.

Der Staubzustand ist durch die Angaben des Gesamtgewichts und der Kornverteilung in Gewichtsprozenten vollständig charakterisiert. Entsprechend lassen die Teilchenzahlen im  $cm^3$  und die Korngrößenverteilung in Prozenten der Gesamtzahl ein vollständiges Bild. Es ist aber nicht möglich, ohne Kenntnis der Kornverteilung von der Staubmenge in  $mg/m^3$  auf die Teilchenzahl zu schließen. In Abb. 5 ist eine willkürliche Kornverteilung in Prozenten der Teilchenzahl aufgezeichnet. Man gelangt durch Umrechnung über Durchmesser und Volumen der Partikel zur prozentualen Gewichtsverteilung. Der Vergleich beider Kurven veranschaulicht, daß die Teilchen kleinen Durchmessers gewichtsmäßig nur sehr wenig beitragen. Gerade diese Partikel sind aber von großer hygienischer Bedeutung. Eine gewichtsmäßige Bestimmung des Staubgehaltes sollte deshalb zur Auswertung für medizinische Zwecke nach Möglichkeit durch Selektion der Korngrößen ergänzt werden.

### Zeitliche Änderung des Staubzustandes durch Sedimentation.

Die folgende Betrachtung bezieht sich auf einen relativ hohen Raum, der zunächst gleichmäßig mit einem Staub-Luft-Gemisch erfüllt sei. Dieses beginnt zu sedimentieren. Dabei fallen Körner gleichen Durch-

messers gleich schnell und wahren im Mittel auch den gegenseitigen Abstand. Jede Fraktion sinkt also quasi als starres System mit einer horizontalen oberen

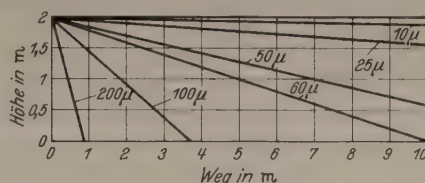


Abb. 3. Bahnen verschieden großer Staubteilchen in strömendem Gas.

Grenzfläche und der ihm zukommenden Geschwindigkeit ab. Für einen beliebigen Querschnitt bleibt daher die Konzentration der einzelnen Fraktionen solange

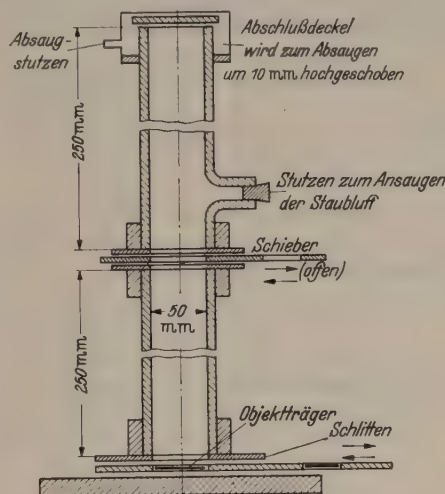


Abb. 4. Staubsedimentierapparat.

konstant, bis die obere Grenze die betrachtete Stelle quert, um dann sehr rasch auf Null zu sinken. Somit bleibt auch die Korngrößenverteilung solange un geändert, als sich die Grenze der größten Fraktion noch über der untersuchten Stelle befindet. Dieser quantitativ gleichbleibende Zustand wird jedoch durch einen dauernden Strom von Staubteilchen realisiert, die je nach ihrer Größe verschiedene Geschwindigkeiten besitzen, so daß die in einem Augenblick benachbarten Teilchen unterschiedlichen Durchmessers im nächsten schon verschiedene Querschnitte durchfallen.

Daraus folgt, daß man keinesfalls eine Probe Staubluff an der interessierenden Stelle entnehmen und später im

Laboratorium untersuchen kann, ohne ihren Zustand zu ändern. Der ungestörte Staubzustand ist nur der unmittelbaren Untersuchung an Ort und Stelle zugänglich.

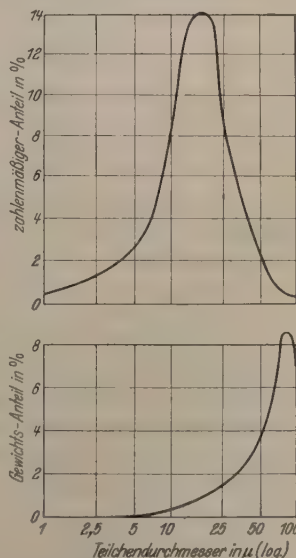


Abb. 5. Kornverteilungskurven nach Gewicht und Teilchenzahl.



### Zeitliche Änderung durch Sedimentation und Nachlieferung.

In einem Raum werde durch irgendeinen Vorgang ständig Staub einer bestimmten Kornzusammensetzung neu erzeugt. Es soll je sec eine konstante Gewichtsmenge anfallen, die sich augenblicklich auf das gesamte Volumen  $R$  gleichmäßig verteilt. Betrachtet sei eine Fraktion mit der Sinkgeschwindigkeit  $v$ , von der  $a$  [g/s] erzeugt werden. Es interessiert zunächst die Konzentration  $c_H$  dieser Fraktion als Funktion der Zeit im Abstand  $H$  von der oberen Begrenzung eines prismatischen Raumes, dessen Querschnitt  $F$  ist. Wir betrachten den Staub in einem Raumelement von der Höhe  $dH$ . In einem kleinen Zeitintervall  $dt$  kommt die Menge  $\frac{F dH}{R} \cdot a \cdot dt$  in diesem Raumelement neu hinzu. Gleichzeitig sedimentiert die Menge

$$\frac{\partial S_a}{\partial t} \cdot dt = v \cdot F \cdot c_H \cdot dt$$

aus. Von oben kommt, ebenfalls durch Sedimentation, der Beitrag

$$\frac{\partial S_e}{\partial t} \cdot dt = v \cdot F \cdot c_{H-dH} \cdot dt$$

hinzu, dessen Unterschied gegen

$$\frac{\partial S_a}{\partial t} \cdot dt$$

sich aus dem Konzentrationsgefälle zu

$$-v \cdot F \cdot \frac{\partial c_H}{\partial H} \cdot dH \cdot dt$$

ergibt. Für den verbleibenden Konzentrationszuwachs erhält man so

$$F \cdot \frac{\partial c_H}{\partial t} \cdot dt \cdot dH = \frac{F dH}{R} \cdot a \cdot dt - v \cdot F \cdot \frac{\partial c_H}{\partial H} \cdot dH \cdot dt$$

und hieraus die partielle Differentialgleichung

$$R \cdot \frac{\partial c_H}{\partial t} = a - v \cdot R \cdot \frac{\partial c_H}{\partial H}$$

Ihre Lösung, die sich unter der Bedingung für

$$t = 0, \quad c_H = 0$$

nach der Charakteristikenmethode gewinnen läßt, lautet:

$$c_H = \frac{a}{R} \cdot t$$

Diese Gleichung beschreibt den zeitlichen Konzentrationsverlauf bis zu dem Augenblick, wo die ersten Teilchen von der oberen Begrenzung des Raumes her die interessierende Schicht erreicht haben. Von da ab bleibt die Konzentration  $c_H$  konstant [1].

Dieser Zeitpunkt ist bestimmt durch  $t = H/v$ . Für die zugehörige Konzentration ergibt sich  $c_H = \frac{aH}{Rv}$  †.

Zur Berechnung der mittleren Konzentration im Raum oberhalb der betrachteten Schicht gehen wir

†  $c_H = \frac{aH}{Rv}$  ergibt sich auch aus der obigen partiellen Differentialgleichung als stationäre Lösung. Die Lösungen  $c_H = \frac{a}{R} t$  und  $c_H = \frac{aH}{Rv}$  sind für  $t = \frac{H}{v}$  aneinanderzufügen.

von der Überlegung aus, daß die jeweils vorhandene Gesamtstaubmenge gleich der Differenz aus dem Gesamtzuwachs und der an der unteren Begrenzung aussedimentierten Menge ist:

$$c_m = \frac{1}{H} \int_0^H c_H dH = \frac{1}{HF} \int_0^t \left\{ \frac{aHF}{R} - \frac{\partial S_a}{\partial t} \right\} dt.$$

Dabei ist  $HF$  das Volumen, über das gemittelt werden soll und  $\frac{aHF}{R}$  die darin je Zeiteinheit erzeugte Staubmenge.

Für die aussedimentierte Menge erhält man

$$\frac{\partial S_a}{\partial t} \cdot dt = \frac{vF}{R} \cdot a \cdot t \cdot dt,$$

wenn man in die obige Gleichung für  $\frac{\partial S_a}{\partial t} \cdot dt$  die Konzentration

$$c_H = \frac{a}{R} \cdot t$$

einsetzt. Integration liefert

$$c_m = \frac{a \cdot t \left( 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{v}{H} \cdot t \right)}{R}$$

Diese mittlere Konzentration ist von dem gleichen Augenblick ab konstant, wie die Konzentration  $c_H$ , also für  $t = H/v$ . Von da an gilt

$$c_m = \frac{1}{2} \cdot \frac{aH}{vR}$$

Hieraus ersieht man, daß die sich einstellende Konzentration mit fallendem  $v$ , d. h. abnehmendem Teilchendurchmesser größer wird. Bei polydispersen Staubgemischen findet daher eine Anreicherung an feinen Teilchen statt.

Derartige Vorgänge messend zu verfolgen, wäre natürlich nicht nur reizvoll, sondern auch technisch und gewerbehygienisch sehr bedeutsam. Bis jetzt ist jedoch die kontinuierliche Überwachung von Staubzuständen noch ein erstrebenswertes und nur in erster Näherung erreichtes Ziel. Im folgenden sollen bekannte Typen von Staubmeßgeräten beschrieben und Ansätze zur Weiterentwicklung in Richtung registrierender Staubbemesser gezeigt werden.

### Staubbemesser.

#### Das Tyndallometer.

Es ist einleuchtend, daß man optisch dem Idealfall einer Messung des ursprünglichen Zustandes am nächsten kommen kann. Dabei muß nach einer Meßgröße gesucht werden, zu der alle im betrachteten Raumelement vorhandenen Teilchen gleichzeitig einen Beitrag liefern. Dies ist z. B. bei der Intensität des gestreuten Lichtes der Fall. Hiervon macht das von der Firma E. Leitz herausgebrachte Tyndallometer Gebrauch, das von BEREK, MÄNNCHEN und SCHÄFER [3] entwickelt worden ist. Bei ihm wird ein Lichtstrahl durch eine mit der zu untersuchenden Staublufte gefüllte Kammer geschickt. Das seitlich gestreute Licht wird photometrisch mit einem aus der gleichen Lichtquelle abgeleiteten Teilstrahl verglichen. Hierzu kann die Intensität des Vergleichsstrahls durch Polarisationsmeßbar geändert werden. Zwischen der Staubkonzentration [mg/m³] und der Prismenstellung bestehen für



interessierenden Staube empirische Beziehungen, praktisch linear sind. Über die Korngrößenverteilung vermag das Tyndallometer indessen nichts zuzusagen. Das recht handliche und gut durchkonstruierte Gerät eignet sich vor allem für Vergleichsmessungen bei gleichbleibender chemischer Zusammensetzung und konstanter Korngrößenverteilung.

#### Der Rauchstärkemesser.

Von den schwebenden Teilchen wird Licht absorbiert oder gestreut. Der durchfallende Strahl wird geschwächt. Die verbleibende Intensität kann photoelektrisch gemessen und zur Bestimmung der Staubdichte verwandt werden. Dies gelingt besonders gut bei dunklen Teilchen, z. B. bei Ruß. Ein stationärer Rauchstärkemesser auf dieser Basis ist von Mens & Halske herausgebracht worden [4].

#### Staubbemessung durch Auszählung und Wägung.

In sehr vielen Fällen wird der interessierende Staub der Untersuchung zuerst niedergeschlagen. Hier gibt es verschiedene Möglichkeiten. Folgende seien genannt:

1. Natürliche Sedimentation,
2. Aufprallverfahren,
3. Filtermethoden und Staubkammer,
4. Meßeyclone,
5. Elektrischer Niederschlag,
6. Thermische Abscheidung.

Die natürliche Sedimentation hat den Vorzug großer Einfachheit. Man kann z. B. in dem untersuchten Raum an ausgewählten Stellen tarierte Wägegäler setzen, die von Zeit zu Zeit gewogen werden. Zur Entnahme einer kleinen Probe, die ausgezählt werden soll, ist die folgende Staubkammer geeignet, die in Abb. 6 schematisch gezeigt wird [1]. Sie besteht aus einem Metallblock mit einer senkrechten Bohrung von etwa 1,5 cm Durchmesser. Diese ist oben und unten durch Schieber verschließbar. Der untere Schieber enthält einen Objektträger. Zunächst sind beide Schieber geöffnet, wobei der Objektträger gegen Abströmung von Staub geschützt ist. Die Kammer wird mit der untersuchten Raumluft leicht auf und ab bewegt. Dann schließt man die Schieber und bringt mit dem Objektträger unter die Bohrung. Die Kammer muß anschließend einige Stunden ruhig an einem vor Wärmeeinwirkung geschützten Ort stehen. Die Zahl der im  $\text{cm}^3$  enthaltenen Teilchen wird durch Auszählen mit Hilfe eines Netzkulars bestimmt. Eine Schätzung der Kornverteilung ist ebenfalls möglich.

Nachteilig ist die lange Sedimentationszeit, die der Auswertung vorangehen muß. Sehr viel rascher arbeiten die Aufprallverfahren, von denen das Konimeter, der Jet Dust Counter und das Impinger Gerät Beispiele beschrieben seien.

An Hand der Abb. 7 sei das Prinzip des Konimeters von Kotzé [5] erklärt. Die Staubluft wird durch eine Düse angesaugt und trifft mit hoher Geschwindigkeit (30 bis 80 m/s) auf ein Glasplättchen, das mit einem Haftmittel bestrichen ist. Hier lagern sich die Staubteilchen ab, welche infolge ihrer Trägheit der scharfen Umlenkung des Luftstroms nicht folgen können. Der hierzu notwendige Unterdruck

wird von einer durch Federkraft sehr plötzlich betätigten Saugpumpe erzeugt. Das angesaugte Volumen beträgt  $5 \text{ cm}^3$ . Diese Luftmenge ist im Vergleich zu den untersuchten Räumen so klein, daß eine einzige Probe kein verlässliches Urteil liefern kann. Man war daher bestrebt, das Konimeter zur Aufnahme mehrerer Proben herzurichten. Hierzu läßt sich z. B. an Stelle des Objektträgers eine drehbare Scheibe anbringen, die am Rande in Felder geteilt ist. Dies wurde bei dem Zeiß-Konimeter [5] durchgeführt. Zeiß hat auch

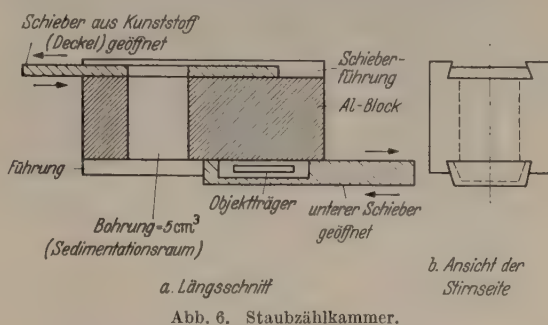


Abb. 6. Staubzählkammer.

ein kontinuierlich arbeitendes Konimeter herausgebracht, bei dem eine elektrische Kreiselpumpe verwendet wird. Hinter der Düse befindet sich eine mit Haftmittel bestrichene runde Glasscheibe, die mittels eines Uhrwerks in 24 Std einmal umläuft. Die Auswertung ist ausschließlich optisch. Man zählt entweder aus oder beurteilt den Niederschlag photometrisch. Mit dem Konimeter verwandt ist der Jet Dust Counter von OWENS [5].

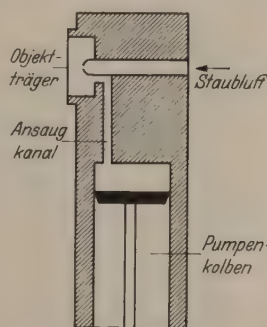


Abb. 7. Wirkungsweise des Konimeters von Kotzé.

Hier wird allerdings noch die Kondensation von übersättigtem Wasserdampf an den als Kerne wirkenden Staubteilchen zur Hilfe genommen, um auch bei sehr feinen Partikeln die Abscheidung beim Aufprall zu sichern. Abb. 8 gibt eine Prinzipskizze des Gerätes. Ein etwa 2 cm weites Metallrohr ist innen mit Fließpapier ausgekleidet, das vor Gebrauch angefeuchtet wird. Die eine Seite ist offen und dient als Eingang für die Staubluft, während die andere sich verjüngt und durch eine Schlitzdüse mit einer flachen zylindrischen Kammer in Verbindung steht. Diese ist durch einen Schraubdeckel verschlossen, welcher zum Einlegen eines Deckglases dient. Seitlich ist eine Luftpumpe befestigt, mit der man  $150 \text{ cm}^3$  Luft durch Kammer, Düse und Rohr saugt. Zur Untersuchung wird zunächst mehrmals ohne Deckglas Luft einge- und wieder ausgestoßen, damit Staubluft in das Rohr eindringt und sich mit Wasserdampf sättigt. Dann wird das Deckglas eingelegt, und man macht einen oder mehrere kräftige Pumpenzüge. Dabei



expandiert die Staubluft hinter der Düse. An den vorhandenen Kernen, also Ionen und Staubeilchen, findet Kondensation statt. Die entstehenden Tröpfchen prallen gegen das Deckglas, wo sie sogleich verdunsten und die Staubeilchen zurücklassen. Der

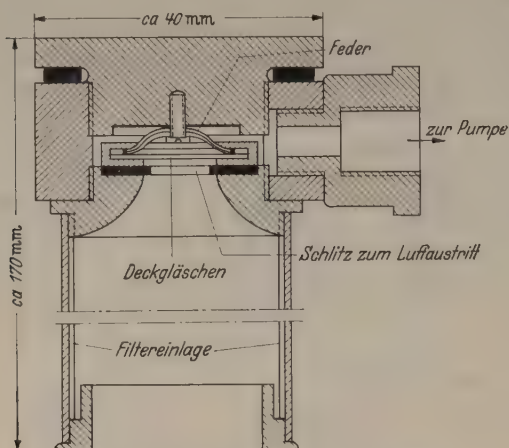


Abb. 8. Schnitt durch den Jet Dust Counter.

Pumpenkolben wird vorsichtig wieder eingeschoben. Das Deckglas trägt einen streifenförmigen Niederschlag, den man mikroskopisch auswertet. Diese Methode erfaßt die feinsten Teilchen nahezu vollständig, während die Teilchen über  $10\ \mu$  nicht bis zum

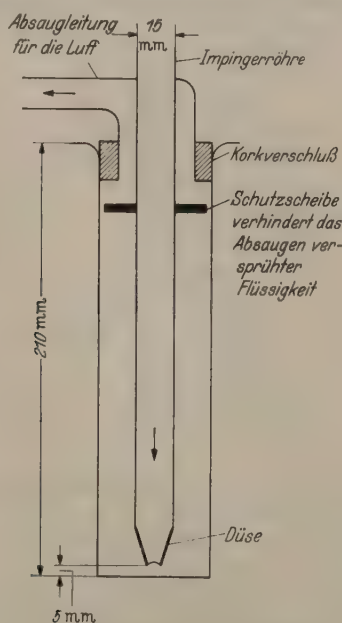


Abb. 9. Impinger nach DRINKER.

Plättchen gelangen. Mit dem Gerät, das in verschiedenen Abwandlungen erschienen ist, lassen sich auch mehrere Proben auf einem Plättchen unterbringen, wenn man die Objektträger dreht. Im Kreuzungspunkt der Staubstriche und seiner näheren Umgebung ist dann allerdings keine Auswertung möglich.

Sehr einfach in Aufbau und Handhabung ist auch das Aufstoßgerät (Impinger) nach GREENBURG und SMITH, dessen Variation nach DRINKER [5] in Abb. 9 wiedergegeben ist. Die Staubluft prallt auf dem Boden einer Waschflasche auf, welche zu einem Drittel mit Wasser, Alkohol oder anderen Flüssigkeiten gefüllt ist.

Die Waschflüssigkeit wird je nach Natur des untersuchten Staubes aus Gesichtspunkten guter Benetzung und geringer Löslichkeit gewählt. Es ist bemerkenswert, daß sehr feine Teilchen nicht hundertprozentig ausgeschieden werden.

Während bei den vorher beschriebenen Verfahren optisch ausgewertet wurde, fallen bei den Impinger-Geräten größere Staubmengen an, die auch gravimetrische Bestimmung und Schlämmanalyse erlauben. Auch kolorimetrisch kann durch Vergleich mit Standard-Suspensionen gearbeitet werden. Auszählung unter dem Mikroskop ist ebenfalls möglich. Hierzu wird die Suspension in eine Kammer von 1 mm Tiefe gegeben, auf deren Boden sich nach 20 min die Teilchen bis herunter zu  $1\ \mu$  abgesetzt haben. Außer der einfachen Arbeitsweise haben die Impinger noch den Vorteil, daß für den untersuchten Staubgehalt keine obere meßtechnische Grenze besteht. Dem stehen natürlich auch Nachteile gegenüber, unter denen die Zerbrechlichkeit des Gerätes und die Zertrümmerung größerer Teilchen beim Aufprallen genannt werden müssen.

#### Die Schlämmanalyse.

Die Staubproben der Impinger-Geräte liegen als Suspensionen in Flüssigkeiten vor, aus denen der feste Anteil durch Eindampfen gewonnen werden kann. Sie gestatten aber auch eine Korngrößenbestimmung durch Schlämmen, die abgesehen von Fehlern des Auffangverfahrens an sich recht zuverlässige Ergebnisse liefert [1]. Eine Methode zur Bestimmung sehr kleiner Staubproben hat GESSNER [1] beschrieben. Das Gerät hierzu sei in Abb. 10 im Schnitt wiedergegeben. Es besteht aus einem Sedimentierrohr, das oben und unten mit Hähnen verschlossen werden kann. Über dem oberen Hahn befindet sich ein Raum zum Einfüllen der suspendierten Probe, der untere Hahn enthält zwei Näpfe, von denen jeweils der eine die sedimentierten Teilchen auffängt, während der andere durch eine Spülleitung und mit Hilfe einer drehbaren Gummifahne entleert und gesäubert wird. Den mit Spülflüssigkeit verdünnten Inhalt des einen Napfes fängt man in einem Becherglas auf. Er wird dann filtriert, ausgewaschen und gewogen. Durch Drehen des Hahns lassen sich die Näpfe vertauschen. Als Sedimentationsflüssigkeit und zum Spülen dient eine konzentrierte Harnstofflösung, die sich mit der zu untersuchenden Suspension überschichten läßt. Die Sedimentationszeit beträgt bis zu einigen Tagen. Die Verluste durch Haftenbleiben von Teilchen an den

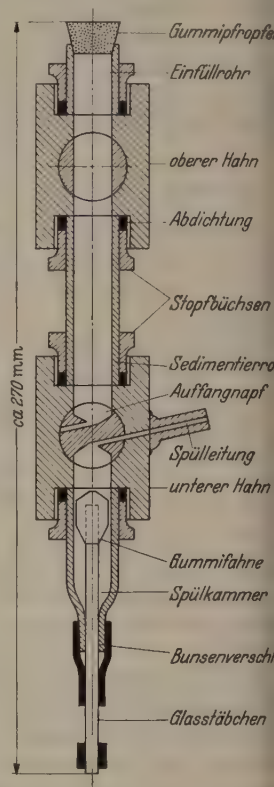


Abb. 10. Schlämmapparat zur Untersuchung kleinster Proben.



Veränderungen der Apparatur liegen um 5% der Einwaage, die Reinheit der Fraktionen ist sehr gut.

Relativ große Staubmengen lassen sich gewinnen, wenn in längeren Zeiträumen große Luftmengen durch Staubkammern oder Filter gesaugt werden. Voraussetzung für die Auswertbarkeit ist möglichst gleichmäßige Luftförderung und genaue Volumenzählung. Abb. 11 gibt das Beispiel einer labyrinthförmigen Staubkammer [6] wieder, in der durch wiederholte Verbindung von Aufprall und Sedimentation schließlich fast der ganze Staub aus der untersuchten Luft abgeschieden wird. Dabei nimmt die mittlere Korngröße vom Eintritt zum Austritt hin ab. Teilchen unter  $5\mu$  werden aber nicht mit Sicherheit zurückgehalten.

Bei den Filtermethoden unterscheiden wir solche mit feinsten Filtersubstanz und lösliche Filter. Man verwendet Filter aus Baumwolle und aus Papier. Die Auswertung kann gravimetrisch oder durch Schlämmanalyse erfolgen. JÖRTEN [5] hat eine Apparatur angegeben, die wahlweise Staubabscheidung durch Aufprallverfahren mit und ohne Kondensation sowie Filtration erlaubt. Hierbei wird ein Papierfilter benutzt. Eine mit Preßluft betriebene Strahlpumpe saugt die Staubluft mit gleichbleibendem Unterdruck an. Abb. 12 zeigt den Aufbau der Sauganlage, die wahlweise mit Preßluft aus der Flasche oder aus einer Preßluftleitung betrieben werden kann. An löslichen Filtern ist die Zuckerröhre besonders bekannt geworden. Fein kristallisierter Zucker wird in etwa 1 cm dicker Schicht als recht wirksames Filter benutzt. Da die Filtersubstanz in Wasser aufgelöst wird, eignet sich die Methode nur für Staube, die in wäßriger Suspension beständig sind.

Besonders günstig könnten zunächst Substanzen erscheinen, die sich durch Sublimation entfernen lassen, wie z.B. Anthrazen. Diese haben dafür andere Nachteile.

Gut bewährt haben sich nach ausländischen Berichten Filter aus Salizylsäurekristallen. Diese sind in Alkohol löslich. Es wird berichtet, daß auch Teilchen unter  $0,2\mu$  zurückgehalten werden [7].

Zur Staubabscheidung für Meßzwecke sind auch Zentrifugalklone entwickelt worden, die allerdings nur relativ grobe Teilchen aussondern. Sie beruhen bekanntlich auf der in einem Luftwirbel wirksamen Zentrifugalschleunigung [8].

Zum Niederschlag von Staubteilchen für mikroskopische und gravimetrische Messung hat sich auch die elektrische Abscheidung gut bewährt. Sie arbeitet nach folgendem Prinzip, das großtechnisch in der industriellen Entstaubung verwandt wird. Ein dünner Draht von hohem negativen Potential befindet sich in der Staubluft gegenüber einer auf Erdpotential befindlichen Elektrode. Von der Nachbarschaft des Drahtes gehen negative Ladungsträger aus, welche sich an die Staubteilchen anlagern. Diese werden dann zur anderen Elektrode hingezogen und setzen sich dort ab. Abb. 13 stellt einen von BARNES und PENNEY entwickelten elektrostatischen Staubmesser [9] dar. Er enthält koaxiale zylindrische Elektroden, durch deren Zwischenraum die Staubluft gesaugt wird. An der zugespitzten inneren Elektrode ist ein feiner Platindraht befestigt, der auf etwa 10 kV gegenüber

dem Außenrohr aufgeladen ist. Durch diesen Sprühdraht werden die Staubteilchen negativ aufgeladen und beim Weiterströmen zur Außenelektrode hingezogen. Beide Elektroden können herausgenommen und gewogen werden. Im allgemeinen genügt es, die Außenelektrode zu wägen, da nur in Ausnahmefällen



Abb. 11. Labyrinth-Staubmesser schematisch.

sich auch auf dem inneren Zylinder Staub niederschlägt. Der Durchsatz darf bis zu 85 Liter/min betragen. Hierbei hat die Luft zwischen den Elektroden eine mittlere Geschwindigkeit von 2 m/s. Höher sollte man nicht gehen, weil sonst der abgelagerte Staub

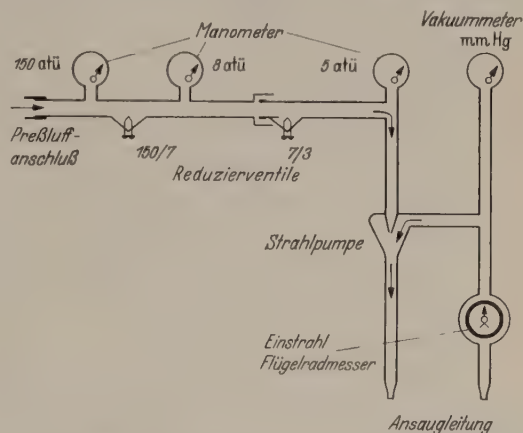


Abb. 12. Saugvorrichtung für Betrieb an Druckluftleitungen oder Druckluftflaschen.

möglicherweise wieder aufgewirbelt und weitergeführt wird. Die Gleichspannung entnimmt man einem Netzanschlußgerät, das 10 kV bei 100  $\mu$ A liefern kann.

Ein anderes elektrostatisches Gerät, der Elektrotor-Staub- und Rauchmesser, der von BLACKTIN [10]

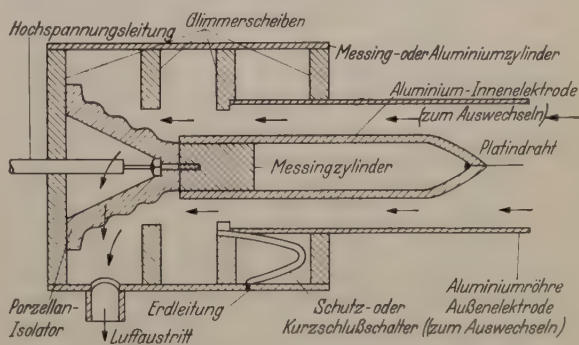


Abb. 13. Elektrostatischer Staubgewichtsmesser.

erfunden wurde, zeichnet sich durch besondere Einfachheit aus. Bei ihm wird während des Einsaugens durch eine Luftpumpe gleichzeitig das Auffangplättchen mittels Reibung aufgeladen.

Die thermische Abscheidung beruht auf der Tatsache, daß Staubteilchen in der Umgebung eines elektrisch geheizten Drahtes eine nach außen gerichtete Kraft erfahren. Um den Draht bildet sich so eine staubfreie Zone. Man bringt nun zu beiden Seiten des Drahtes Glasplatten an, deren Abstand geringer



ist, als der Durchmesser dieses staubfreien Raumes. Die zu untersuchende Luft wird quer zum Draht sehr langsam durchgesaugt. Der darin enthaltene Staub unter  $20\ \mu$  Korndurchmesser schlägt sich quantitativ nieder. Die größeren Teilchen hält man durch ein Drahtgewebe zurück. Das Gerät wird von der Firma Casella & Co in London hergestellt. Dieser „thermal precipitator“ ist im Ausland in Gebrauch und wird sehr gut beurteilt. Man hat ihn sogar als Normalgerät für vergleichende Untersuchung von Staubmessern verwendet [11].

### Möglichkeiten für die selbsttätige Aufzeichnung von Staubgehalten.

Ansätze zur Staubgehaltregistrierung sind in dem Automatic Recorder von OWENS und SHAW [5] gemacht worden. Hier wird alle 2 Std eine Luftprobe

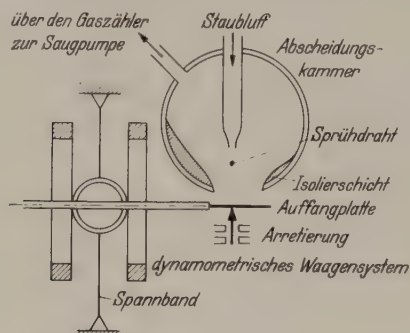


Abb. 14. Prinzip des Staubgehaltmessers.

entnommen, deren Staubgehalt auf einem weißen Filterpapier einen dunklen Fleck hinterläßt.

Diese Flecke werden kolorimetrisch ausgewertet. Auch das Zeiß-Konimeter mit rotierender Glasscheibe ist bereits ein registrierendes Gerät. Der Übergang zum kontinuierlich geschriebenen Staubdiagramm gelingt durch photoelektrische Auswertung. Dabei spielt natürlich die Farbe des Staubes eine wesentliche Rolle. Eine Eichung ist immer nur für ein und dieselbe Staubart möglich. Über eine gravimetrische Registrierung war bis jetzt nichts bekannt geworden, weil die hierzu notwendige schreibende Mikrowaage fehlte.

Verfasser hat den Versuch unternommen, die für Diffusionsmessungen entwickelte, elektrische registrierende Waage [12] mit einem elektrischen Abscheidungsverfahren zu kombinieren. Da die Waage eine Empfindlichkeit von  $1\ \gamma$  besitzt, lassen sich Staubgehalte unter  $1\ \text{mg}/\text{m}^3$  noch bequem untersuchen. Abb. 14 zeigt das Prinzip. In der Abscheidungskammer befindet sich ein auf 10 kV aufgeladener dünner Platindraht, der die Staubluft ionisiert. Diese

tritt durch eine Glasdüse mit mäßiger Geschwindigkeit ein und trifft auf ein Fenster in der Kammerwand hinter dem sich ein mit dem Balken der elektrischen Waage verbundenes Plättchen befindet. Ein isolierender Belag der Kammer, der sich negativ auflädt, verhindert den vorzeitigen Niederschlag des zu messenden Staubes. Dieser setzt sich ausschließlich an der Auffangplatte ab. Der Meßvorgang verläuft so, daß zuerst Staub aus einer bestimmten Luftmenge niedergeschlagen wird, dann der Luftstrom und die Hochspannungszufuhr unterbrochen werden, und darauf die Wägung erfolgt. Nun wird die Auffangplatte gesäubert, erneut gewogen und der Zyklus kann von vorn beginnen. Versuche mit einer von Hand bedienten Anordnung verliefen zufriedenstellend, so daß nunmehr zum automatischen Betrieb übergegangen wird. Ein selbsttätig arbeitendes Versuchsgesetz befindet sich zur Zeit der Abfassung des Berichtes kurz vor der Fertigstellung.

### Zusammenfassung.

Da die Kenntnis des Staubgehaltes gewerbehygienisch und für die Unfallverhütung wichtig ist, wurden zahlreiche Verfahren zu seiner Ermittlung ausgearbeitet. Sie spalten sich in zwei große Gruppen, von denen die eine Teilchenzahlen im  $\text{cm}^3$ , die andere das Staubgewicht im  $\text{m}^3$  liefert. Meist wird der Staub zur Messung niedergeschlagen. Dies kann mechanisch durch Aufprall, Luftwirbel oder Filterung, elektrisch durch Ionisation und thermisch durch einen erhitzten Draht geschehen. Ausgewertet wird durch Zählung unter dem Mikroskop, durch Photometrie und Kolorimetrie oder durch Wägung. Korngrößenbestimmung ist optisch oder mittels Sedimentation in Luft oder Flüssigkeiten möglich. Eine Kombination des elektrischen Verfahrens und registrierenden Feinwägung verspricht Fortschritte in Richtung laufender, selbsttätiger Aufzeichnung.

**Literatur.** [1] GESSNER, H.: Vjschr. naturforsch. Ges. Zürich **92**, Beih. 3/4 (1947). — [2] GONELL, H. W.: Braunkohle **34**, 118 (1934). — [3] BEREK, MÄNNCHEN u. SCHÄFER: Z. Instrumentenkde. **56**, 49 (1936). — [4] *Firmenschrift* der Siemens & Halske A.G., Wernerwerk 1936. — [5] GÄRTNER, H.: Über die Mengemessung und Untersuchung von Gewerbestauben. Münster: Aschendorf 1947. — [6] BRISCOE, MATTHEWS, HOLT and SANDERSON: Colliery Guard **155**, 283 (1937). — [7] BLOOR and WEBB: Trans. ceramic Soc. **38**, 6 (1939). — [8] GONELL, H. W.: Arch. techn. Messen **5**, 1286—1290 (1934). — [9] BARNES and PENNEY: J. ind. Hyg. **20**, 255 (1938). — [10] BLACKTIN: J. ind. Hyg. **18**, 583 (1936). — [11] BEADLE and WATSON: J. ind. Hyg. **21**, 109 (1939). — [12] VIEWEG, R., u. TH. GAST: Kunststoffe **34**, 117 (1944).

Dozent Dr. Ing. TH. GAST,  
(16) Klausenmühle über Bensheim a. d. Bergstraße.

## Buchbesprechungen.

Meyer-Eppler, W.: Elektrische Klangerzeugung. Bonn: Dümmler 1949. 139 S., 122 Abb. u. 16 Tafeln. DMark 10.80.

W. MEYER-EPPLER stellt in der Monographie „Elektrische Klangerzeugung“ das gesamte Gebiet der elektrischen Klangsynthese dar.

Im ersten Teil des Buches werden die Eigenschaften des Gehörs behandelt — nur bei genauer Kenntnis der physikalischen, physiologischen und psychologischen Erscheinungen am Gehörorgan ist es ja möglich, die Wirkung der verschieden-

artig zusammengesetzten physikalischen Reize auf das Ohr zu beurteilen.

Der zweite Teil behandelt die allgemeinen Grundlagen der elektrischen Klangerzeugung, insbesondere die Wirkungsweise von Verstärkern, Lautsprechern, Mikrofonen, Telefonen sowie der zur Klangsynthese benutzten elektrischen Generatoren, die Verfahren zur Klangbeeinflussung und die Spielmechanismen.

Im dritten Teil werden die spezielleren Fragen der Bauart der einzelnen elektronischen Musikinstrumente dargestellt und



wird dann das neuerdings in den Vordergrund des Interesses rückte Gebiet der synthetischen Sprache behandelt.

Ein sorgfältig zusammengestelltes Literaturverzeichnis, ein Namenregister und ein umfangreiches Sachverzeichnis schließen den mit 122 Abbildungen und 16 ganzseitigen Tafeln ausgestatteten Band.

Die Darstellung ist überall klar und flüssig und zeigt eine genaue Kenntnis und eigene Erfahrung des Verf. auf den behandelten Gebieten. Das Buch ist jedem, der an den Fragen der elektronischen Musik oder an den insbesondere für die Phonetik wichtigen Möglichkeiten der Sprachsynthese interessiert ist, bestens zu empfehlen. F. TRENDLENBURG.

**Bergmann, L., und Cl. Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik.** Bd. I. Mechanik, Akustik, Wärmelehre. Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1945. 8°. 622 S. u. 643 Abb. DMark 20.—.

Von einem mehrbändigen Werk noch vor Fertigstellung des ganzen bereits 3 Auflagen des ersten Bands erscheinen, spricht das für sich selbst. In der Tat haben wir hier ein ganz ausgezeichnetes Lehrbuch mittleren Umfangs. Der Inhalt entspricht etwa dem, was man in der großen Physikvorlesung bringt oder, besser gesagt, bringen möchte und sollte. Etwas weitergehend ist die Akustik einschließlich der Ultraschallerscheinungen behandelt. Dadurch, daß der Umfang des Werks nicht zu klein gewählt wurde, konnte die Darstellung besonders verständlich, unter Eingehen auf Zweifel und Fehlschlüsse gemacht werden. So ist die Bemerkung im Untertitel „und zum Selbststudium“ mehr als eine schöne Formel. Man kann aus diesem Buch wirklich ein gut Stück Physik lernen, wenngleich es natürlich nicht die unmittelbare Anschauung des vorgeführten oder noch besser selbst ausgeführten Versuchs ersetzen kann. Das Buch baut auf den zu einem großen Teil fast standardisierten Grundversuchen auf, ohne etwa als originell sein zu wollen, wo Originalität keine Verbesserung bedeuten würde. Begriffliche Klarheit in der Auswertung der Versuche sind ein besonderes Kennzeichen, an einer Stelle ein „Schwimmen“. Von der Vektoralgebra ist in der Mechanik in gewissem Umfang Gebrauch gemacht, was den physikalischen Inhalt noch besser hervortreten läßt. Daß diese der Physik angemessene Rechnungsweise nicht noch mehr gebraucht wurde, wird im Vorwort begründet. Ob das pädagogische Wagnis zu groß ist, bei den Schwingungen frühzeitig den Vorteil der komplexen Darstellung zunutze zu machen? Vielleicht wird sie im nächsten Band bei den Wechselströmen eingeführt. Für die eingehende Beschreibung der Versuche unter Erwähnung mancher technischer Einzelheiten und die Erläuterung durch vorzügliche, nicht zu kleine Abbildungen wird jeder, der selbst Vorlesungen zu halten hat, dankbar sein. So stellt das Buch eine sehr wertvolle Bereicherung unserer Lehrbuchliteratur dar, und man kann nur wünschen, daß die nächsten Bände — nach dem Inhalt des ersten zu schätzen, dürften es insgesamt 3 werden — in Bälde erscheinen.

GEORG JOOS.

**Hilbert  $\dagger$ , D., und W. Ackermann: Grundzüge der theoretischen Logik, die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen.** 3. Aufl., Bd. XXVII. Berlin: Springer 1949. VIII u. 155 S. DMark 14.50, geb. DMark 19.80.

Das von W. ACKERMANN in der 3. Auflage bearbeitete und auf den heutigen Stand der Forschung gebrachte Buch enthält eine ausführliche Darstellung des Aussagenkalküls, des eintelligen Prädikatenkalküls und des engeren und erweiterten Prädikatenkalküls mit dem unverzweigten Stufenkalkül. Für alle diese Stufen werden die Fragen der Widerspruchsfreiheit, Unabhängigkeit und Vollständigkeit erörtert. Ausführlich wird das wichtige Entscheidungsproblem, die Frage, ob eine vorgelegte Formel innerhalb des Kalküls beweisbar ist, diskutiert. Die Darstellung kann nach meinem Urteil auch den logistisch Ungeschulten in die theoretische Logik einführen; sie legt entscheidenden Wert auf die Klärung grundsätzlicher Fragen, die Einübung eines Kalküls ist nicht ihr Ziel. Der Leser dieser Zeitschrift wird vielleicht die Frage stellen, ob die Logistik, von gewissen Problemen der mathematischen Grundlagenforschung abgesehen, eine praktische Bedeutung hat. Man kann darauf zunächst einmal mit den Verf. antworten: „In der Mathematik würde es heute als Utopie gelten, wollte man beim Aufbau einer mathematischen Disziplin nicht nur der gewöhnlichen Sprache bedienen... Was durch die Formelsprache in der Mathematik erreicht wird, das soll auch in der theoretischen Logik durch diese erzielt werden,

nämlich eine exakte, wissenschaftliche Behandlung ihres Gegenstandes.“ Damit ist allerdings nur gesagt, daß die Logistik ein wichtiges methodisches Hilfsmittel der Forschung innerhalb der Logik ist. Da aber die Logik wieder Hilfswissenschaft jeder anderen Wissenschaft ist, ist damit eine mittelbare praktische Bedeutung der Logistik gesichert. Darüber hinaus gibt es aber zweifellos Fragestellungen in der theoretischen Physik, bei denen nur die logistische Anschreibung dem Forscher die Gewißheit gibt, daß seine Schlüsse bündig und keine unzulässigen Voraussetzungen verwendet sind. Die Rolle, die heute der Mathematik zukommt, wird freilich die Logistik wohl kaum jemals spielen, da die in den exakten Naturwissenschaften verwendeten Schlüsse entweder so durchsichtig sind, daß ihre Formalisierung überflüssig ist, oder in mathematischen Kalkülen versteckt sind und so die Logistik nur indirekt benutzen. KRATZER.

**Weizel, W.: Lehrbuch der theoretischen Physik, 1. Band: Physik der Vorgänge.** Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1949. 771 S. u. 270 Abb. DMark 56.—.

Der vorliegende Band enthält den ersten phänomenologischen Teil eines nur zweibändigen und doch sehr umfassend angelegten Lehrbuchs der theoretischen Physik. Der zweite, atomistische Teil, der die ganze Strukturlehre, kinetische Wärmetheorie, Statistik und Quantentheorie bringen soll, steht noch aus. Die Theorie aller durch klassisch physikalische Begriffe beschreibbaren Makro-Vorgänge, wie Bewegung, Elektrizität, Licht, Wärme einschließlich ihrer relativistischen Formulierung liegt vor. Das Werk ist gedacht als Lehrbuch für mittlere und höhere Semester. Dementsprechend ist von mathematischen Hilfsmitteln ein sehr maßvoller Gebrauch gemacht; schwierigere Einzelteile sind besonders gekennzeichnet. Das Verständnis der Entwicklungen und der Gebrauch als Nachschlagewerk wird außerordentlich erleichtert durch die zusammenfassenden Inhaltsangaben und Bezeichnungstabellen, die fast jedem einzelnen Paragraphen vorangestellt sind, ein nachahmenswertes Beispiel! Es versteht sich, daß bei einem einbändigen Lehrbuch der ganzen phänomenologischen Theorie die Auswahl beschränkt, die Darstellungen teils knapp gehalten und auf das Wesentliche konzentriert werden mußten. Das ist aber so gut geschehen, daß trotzdem der Eindruck entstanden ist, das Werk greife in jeder Beziehung ins Volle, angefangen von der Vielseitigkeit des Stoffes, der Fülle der Beziehungen zur Praxis in Beispielen und Formulierungen bis hin zu den erwähnten Nachschlagehilfen und den gut durchdachten Bezeichnungen (Operatoren, Matrizen, Vierervektoren sind durch Zierbuchstaben kenntlich gemacht). Besonders hervorzuheben sind zahlreiche Betrachtungen grundsätzlicher Art über das Wesen einer physikalischen Theorie, die Bedeutung von Modellen, die jeweils eingenommenen Standpunkte und benutzten Schlußweisen, die dafür sorgen, daß nirgends ein nur oberflächliches Wissen angebaut wird.

Der Verf. sagt mit Recht, der Gegenstand der klassischen Physik sei schon in solchem Maße ausgeprägt, daß hinsichtlich der Darstellung keine Überraschungen mehr erwartet werden können. Deshalb mag hier auf eine ins Einzelne gehende Inhaltsangabe förglich verzichtet werden. Erwähnt seien nur einige Punkte, welche die WEIZELSCHE Darstellung auszeichnen und ihren Umfang erkennen lassen, wenn wir uns auch klar sind, daß ihre Originalität vielmehr auf dem ganzen Sprachstil beruht als auf einem hier mehr dort weniger an Stoff.

In der Mechanik endlich vieler Freiheitsgrade bedeutet es eine begrüßenswerte Bereicherung, wenn von vornherein Kräfte vom Typus der LORENTZ-Kraft mit in Betracht gezogen werden und in LAGRANGE- und HAMILTON-Funktion berücksichtigt werden. Die Herleitung von Bewegungsgleichungen bei nichtholonomen Zwangsbedingungen findet man sonst nicht oft. In zwei Schlußkapiteln über mehrfach periodische Systeme und Wirkungsquanten wird die ältere und neue Quantenmechanik bis hin zur SCHRÖDINGER-Gleichung vorbereitet. Vielleicht ist es schade, daß Virialsatz und Poissonklammern unter den Tisch gefallen sind. Auch vermißt man den ausdrücklichen Hinweis, daß die Rotationsgleichung im Schwerpunktsystem (auch wenn es ein Nichtinertialsystem ist) beansprucht werden darf. Der verallgemeinerte Potentialbegriff im hochdimensionalen Koordinatenraum macht erfahrungsgemäß Schwierigkeiten; eine Erklärung wäre zu begrüßen.

Die Mechanik der Kontinua ist in Elastizitäts- und Strömungslehre ein Musterbeispiel straffer und konzentrierter



Darstellung. Vielleicht hätte über die instruktive Doppelbrechung von Schallwellen noch ein Wort mehr gesagt werden können. Auf Turbulenz ist verzichtet, die Gasdynamik nur ziemlich kurz gestreift.

In der Elektrodynamik entscheidet sich der Verf. für die internationalen technischen Einheiten. Daß er es tut und daß er es ohne Begeisterung tut, ist besonders sympathisch. Im übrigen geht auch er vom COULOMB-Gesetz aus und schiebt die Einführung eines zweiten Feldvektors  $\mathcal{D}$  ziemlich lange hinaus. Eine Behandlung eingepprägter elektromotorischer Felder fehlt in diesem Band. Die Einführung in den Magnetismus spiegelt leider auch hier die Menge unserer augenblicklichen Theorie. Die Tragkraft der Analogie zur Elektrostatik, die weitgehend benutzt wird, ist fast überzogen. Ist es nötig, auch in der Theorie die „rechte Hand-Regel“ zu benutzen? Etwas steif wirkt die breite Einführung der Induktionskoeffizienten ohne vorherige Kenntnis des Induktionsgesetzes. Sogar die tief liegende Frage nach der Lokalisierung der Induktivitäten im Kreis wird vorher besprochen. Sehr erwünscht wird vielen Lesern ein Kapitel über Vierpoltheorie der Schaltungen und Siebketten sein. Auf Drahtwellen ist verzichtet, dagegen sind Antennenprobleme ausführlich besprochen.

Im Abschnitt Optik fällt besonders eine sorgfältige Erörterung der geometrischen Optik auf, auch die Kristalloptik ist nicht zu kurz gekommen.

Die Relativitätstheorie wird aus dem Versagen der Absolut-Theorie heraus entwickelt: zunächst ein wenig formal beginnend mit der Invarianz der Lichtgeschwindigkeit, dem Additionstheorem der Geschwindigkeiten und den Vierervektoren. Die Geduld des Lesers wird auf eine ziemliche Probe gestellt, wenn er zuerst nur erfährt, daß mit diesem Formalismus die Experimente zu beschreiben sind und erst nachträglich in die gedankliche Diskussion der veränderten Raumzeitvorstellungen eintritt. Dafür wird er um so eleganter und überzeugender in die relativistische Dynamik eingeführt. Streiflichter auf Mehrkörperproblem, Kontinuitätsmechanik, Allgemeine Relativitätstheorie fügen sich an.

Am originellsten mutet der thermodynamische Schlußabschnitt an. Hier ist dem praktischen Bedürfnis besonders entgegengekommen. Die Abschnitte über freie Energie und Enthalpie werden vielen Lesern willkommen sein. Unter den Grenzgebieten der Thermodynamik sind neben den üblichen Lehrbuchbeispielen Dampfdruckerhöhung durch Fremddruck und Oberflächenspannung, Kontakt-Potentiale, Thermoelektrizität und Peltier-Effekt behandelt. Kapitel über Wärmestrahlung und Wärmeleitung beschließen den Band.

Ein Sachverzeichnis fehlt, doch ist das systematische Inhaltsverzeichnis so ausführlich gehalten, daß es leicht entbehrt werden kann. Die Ausstattung des umfangreichen Bandes ist von gewohnter Gepflegtheit.

FUES.

**Fischer, Johannes:** Abriss der Dauermagnetkunde. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1949. 240 S. u. 175 Abb. DMark 36.—.

Soweit sich das Schrifttum mit magnetischen Kreisen und ihrer Berechnung befaßt, werden heute noch in erster Linie die Weicheisenkreise behandelt, die ja auch bisher in der praktischen Elektrotechnik die weitaus überwiegende Bedeutung hatten. Die Dauermagnetkreise werden, wenn überhaupt, meist nur am Rande erwähnt; nur ein kleinerer Kreis von Fachleuten kennt sich auf diesem Gebiet aus. Es ist daher außerordentlich verdienstvoll, daß sich der Verf. entschlossen hat, seine ausgezeichneten Kenntnisse über die Dauermagnete und die Berechnung von Dauermagnetkreisen in einer zusammenfassenden Darstellung der Fachwelt zugänglich zu machen. Im ersten Teil seines Abrisses der Dauermagnetkunde werden die Begriffsbestimmungen und physikalischen Gesetze der magnetischen Feldkreise, in einem zweiten Teil die magnetischen Eigenschaften insbesondere von Eisen und den übrigen eisenhaltigen Stoffen behandelt. Der dritte Teil bringt quantitative Beschreibungen der magnetischen Verhältnisse von Dauermagneten und die daraus abgeleiteten Regeln für die Gestaltung dieser Kreise. Im vierten Teil werden schließlich nach einem Überblick über die mikrophysikalische Theorie der ferromagnetischen Erscheinungen Zusammenstellungen über die Eigenschaften der wichtigsten Dauermagnetbaustoffe in Tafeln und Kennlinien gegeben. Das Buch kann jedem Physiker und Elektrotechniker wärmstens empfohlen werden.

E. FLEGLER.

**Moeller, Franz:** Abriss der allgemeinen elektrischen Meßtechnik. Wolfenbüttel u. Hannover: Notdruck der Wolfenbütteler Verlagsanstalt 1948. 64 S. u. 39 Abb. DMark 3.80.

Das Buch stellt eine bewußt knapp gehaltene Einführung in das bezeichnete Gebiet dar.

Einer Betrachtung über Meßfehler und über die in der Elektrotechnik gebrauchten Maßsysteme folgt eine Beschreibung der anzeigenden elektrischen Meßgeräte und ihrer Eigenschaften. Es folgen Abschnitte über Brücken- und Kompensationsschaltungen sowie über Zusatzgeräte (Meßwandler, -gleichrichter und Thermokreuze), Leistungsmessung und ein Abschnitt über Zähler. Den Abschluß bilden Hinweise auf die Verfahren der Frequenz-, Leistungsfaktor- und Kurvenformmessung und ein ausführliches Schrifttumsverzeichnis.

Bei der knappen Darstellung muß naturgemäß auf alle Einzelheiten verzichtet werden. Wer jedoch eine allgemeine Übersicht über dieses Gebiet haben möchte, findet in diesem Buch wertvolle Hinweise.

W. OEHL.

**Finkelnburg, W.:** Hochstromkohlebogen. Physik und Technik einer Hochtemperatur-Bogenentladung. (Technische Physik in Einzeldarstellungen, Bd. 6, herausgeg. von W. Meißner. Berlin: Springer 1948. Mit 132 Abb., VIII, 221 S. Brosch. DMark 22.50.

Nach einer Abgrenzung des hochbelasteten Kohlebogens gegen den mit normaler Stromdichte brennenden Niederstrombogen geht der Verf. auf die Phänomenologie der einzelnen Entladungsteile ein. Er behandelt im einzelnen den positiven Krater mit seinen Sublimationserscheinungen, die an der Lichtemission beteiligte Anodenflamme und die für die Schweißbögen wichtig gewordene, durch das magnetische Eigenfeld gerichtete kontrahierte Säule. Nach einer kurzen Betrachtung des negativen, die Elektronen liefernden Brennflecks und einigen Bemerkungen über das Zischen des Rein kohlekraters kommt der Verf. zum Hauptteil seines Buches den physikalischen Eigenschaften des Hochstrombogens unter denen wiederum die Strahlung den breitesten Raum einnimmt.

Zunächst werden jedoch die elektrischen Eigenschaften, Kennlinien, Potentialverteilung, Ähnlichkeitssätze besprochen, die ja für das Verständnis der Strahlungsvorgänge die Voraussetzung bilden. Die Behandlung dieser Strahlungsvorgänge gliedert der Verf. in drei Unterabschnitte, die dem ultravioletten, sichtbaren und ultraroten Spektralgebiet gewidmet sind. Die zunächst wichtigste sichtbare Abstrahlung läßt sich als quasikontinuierlich mit einer belastungsabhängigen Temperatur von etwa 5000 bis 6000° K beschreiben, wobei das Emissionsvermögen ziemlich hoch, bei etwa 0,9 liegt. Die Emission ist thermischer Natur, daher sind höchst Temperaturen anzustreben; die spektrale Verteilung der Emissionsvermögens ist durch die Auswahl der Dochsubstanzen weitgehend zu beeinflussen und liegt bei den heute üblichen Kohlen im Ultravioletten und Ultraroten beträchtlich niedriger als im Sichtbaren, was sich auf die Ökonomie des Bogens günstig auswirkt.

Weitere Kapitel befassen sich mit Materialtransport und Stabilisierung sowie dem Chemismus der Hochstromentladung. Die Kenntnisse der Theorie, die der in Amerika arbeitende Verf. in der letzten Zeit noch erweitern konnte, sind in ihrem Stand im Jahre 1948 auf etwa 35 Seiten besprochen; ein letzter Abschnitt behandelt die technischen Anwendungen.

Das Buch, das die erweiterte Ausgabe eines Berichtes des Verf. vor 6 Jahren darstellt und daher vielen Fachleuten bereits bekannt ist, wird durch ein 95 Zitate umfassendes Literaturverzeichnis angenehm erweitert. Leider sind sehr viele Zitate unveröffentlichte Berichte, die schwer zugänglich sind. Eine zusammenfassende Veröffentlichung wie die vorliegende ist daher um so mehr zu begrüßen, zumal sie in ihrer gut verständlichen Darstellung auch dem Fernerstehenden Gelegenheit gibt, sich über dieses physikalisch wie technisch interessante Spezialgebiet zu unterrichten. Die Ausstattung des Buches ist in gewohnter Weise vorbildlich.

GÜNTHER CARIO.

**Max Planck in seinen Akademie-Ansprachen.** Erinnerungsschrift der Deutschen Akademie der Wissenschaften in Berlin. Berlin: Akademie-Verlag 1948. 212 S. DMark 8.75.

Im Alter von erst 36 Jahren wurde MAX PLANCK in die Preußische Akademie der Wissenschaften als ordentliche



glied aufgenommen, lange vor der Begründung der Quantenphysik. Von 1912 bis 1938 war er „beständiger Sekretär der mathematisch-naturwissenschaftlichen Klasse“ der Berliner Akademie. So war er wie kaum ein anderer mit der Berliner Akademie verknüpft. Seine Akademie-Ansprachen regeln ein gut Teil des Lebens der Berliner Akademie, aber auch der allgemeinen Entwicklung der Mathematik, Physik und verwandter Gebiete wieder. In der Erinnerungsschrift wird nicht nur Ansprachen PLANCKs, sondern auch eine ganze Anzahl von Antrittsreden anderer Akademiemitglieder, z. B. von ALBERT EINSTEIN, MAX VON LAUE, OTTO HAHN, ERWIN BRÜDINGER. Schon PLANCKs eigene Antrittsrede ist wesentlich für die Entwicklung der Physik: Abkehr von der Idee, daß alle physikalischen Erscheinungen auf mechanische Vorgänge zurückgeführt werden könnten. Grundlegende Bedeutung der beiden Hauptsätze der Thermodynamik. Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse durch den theoretischen Physiker, der so auch befruchtend auf die experimentelle Forschung wirkt.

Greifen wir aus dem Inhalt der Schrift einiges heraus. Was wir, was EINSTEIN in seiner Antrittsrede über seine Relativitätstheorie sagt: „Eine Analyse der zeitlichen und räumlichen Grundbegriffe hat uns gezeigt, daß der Satz von der Konstanz der Vakuumlichtgeschwindigkeit uns keineswegs von der Theorie eines ruhenden Lichtäthers zwingt. Es ließ sich vielmehr eine Theorie aufstellen, die dem Rechnen trägt, daß wir von der Translationsbewegung der Erde niemals etwas merken. Dabei wird vom Relativitätsprinzip Gebrauch gemacht... Andererseits gewährt diese Theorie nicht volle Befriedigung, weil sie gleichförmige Bewegung bevorzugt, ... liegt die Frage auf der Hand, ob sie nicht auf ungleichförmige Bewegungen auszudehnen ist... Wenn man ein Relativitätsprinzip in diesem erweiterten Sinne zugrunde legt, wird man zu einer allgemeinen, die Dynamik einschließenden Theorie der Gravitation geführt.“ Und was antwortete PLANCK auf diese grundlegende Ansicht EINSTEINs, daß eine allgemeine Relativitätstheorie erstrebenswert und möglich ist? „Wenn Sie, so sagt PLANCK, das Prinzip der Relativität der ersten Fassung nicht befriedigt, weil sie die gleichförmige Bewegung bevorzugt, so könnte man gerade hierin einen besonderen Fortschritt der Wissenschaft erblicken. Denn die gesuchten Naturgesetze sind doch eine spezielle Auswahl aus dem mannigfaltigen Bereich der denkbaren Behauptungen.“ — Man sieht, daß PLANCK sich nicht scheute, Kritik zu üben. Später aber hat er sich doch für die allgemeine Relativitätstheorie begeistert. — Und was sagt LAUE in seiner Antrittsrede? „Es ist mir versagt geblieben, an der Lösung der ersten höheren Aufgabe (aus Beobachtungen wie EINSTEIN die grundlegenden Gesetze herauszufühlen) mitzuwirken. Gelang mir etwas, so lag es stets daran, daß ich mir getraute, aus vorhandenen Prinzipien selbst recht weitreichende Folgerungen zu ziehen und sie auf Dinge anzuwenden, in deren Deutung sie zunächst nicht aufgestellt waren.“ Und dieser „Mut“, wie LAUE es nennt, führte ihn zu Erfolgen, die von vielen ebenso hoch gestellt werden, wie die Lösung der „höheren“ Aufgabe, z. B. zur Beugung der Röntgenstrahlen an den Kristallgittern, deren Verfolgung ja zu riesigen Fortschritten führte. — Man sieht, wie vielgestaltig nicht nur die Aufgaben der Physik, sondern auch die Begabung der Menschen ist. — Und was antwortete PLANCK M. V. LAUE? Erstens erkannte er LAUEs Bescheidenheit (wenn man so sagen darf) nicht an, sondern verwies auf die durch LAUE bewirkte Verschmelzung der Begriffe der Entropie und Wahrscheinlichkeit. Zweitens betonte er, daß zu einer führenden Rolle, wie LAUE sie schon damals innehatte, gehört: „Geissenhaftigkeit allem Wichtigen nachzuspüren“, „Geduld“ und „der Mut, seine Überzeugung anderen gegenüber und auch seiner früheren anderen Meinung gegenüber jederzeit zu vertreten“. Und zum Schluß: Was sagte OTTO HAHN, der spätere Entdecker der Uranspaltung und damit der Ausnutzbarkeit der Atomenergie in seiner Antrittsrede am 1. Juli 1925? Er sprach von dem Glück, eine hochbegabte Physikerin LISE MEITNER als Mitarbeiterin bei seinen Forschungen über Radioaktivität gefunden zu haben. Und unter anderem sagte er: „So sei der Kuriosität halber eine von mir ausgeführte Arbeit erwähnt, die zur Auffindung und Herstellung des Uran Z führte, das als Abzweigungsprodukt der Uranreihe nur zu einigen Promille neben den anderen Zerfallsprodukten gebildet wird und sich daher dem Nachweis leicht entzieht.“ — Eine „Kuriosität“ im HAHNschen Sinne war später auch seine auf wahrhaft wunderbaren Entwürfen der experimentellen Ergebnisse beruhende Auffindung der

Uranspaltung. PLANCK aber schließt in seiner Erwiderung mit den Worten: „So dürfen wir auch für die Zukunft sicherlich noch manche neue Entdeckung und manche neue Aufklärung als Frucht Ihrer Arbeiten erwarten.“ Damit hat er Recht behalten.

Kann sich jemand dem Zauber entziehen, den dieses Hineinblicken in die tiefste Gedankenwelt illustrierter Geister auslöst? Dieser Zauber kann durch die gegebenen Proben nur angedeutet werden.  
W. MEISSNER.

**Rothe, R.: Formelsammlung zur Höheren Mathematik.** Unter Mitwirkung von Studienrat O. DEGOSANG und Dr.-Ing. G. DOBRACK. 2. Aufl. Leipzig u. Bielefeld: Teubner 1950. 124 S. mit 74 Abb. DIN A 5. Kart. DMark 4.—.

Die Formelsammlung enthält die wichtigsten grundlegenden Begriffe, Lehrsätze und Formeln in übersichtlicher Anordnung und mit zahlreichen Abbildungen. Ein Register ermöglicht ein rasches Auffinden der Formeln und Sätze. Hinweise auf die einschlägigen Stellen des Gesamtwerkes erleichtern das Nachschlagen in diesem. Der Geltungsbereich der Lehrsätze und Formeln ist jeweils sorgfältig angegeben, so daß die Formelsammlung auch unabhängig von den anderen Teilen des Werkes verwendet werden kann.

Mit der Formelsammlung als Teil V der „Höheren Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure“ von R. ROTHE liegt nunmehr eine vollständige Neuauflage dieses beliebten und in vielen Auflagen bewährten Werkes vor, das in gleicher Weise mathematische Strenge und praktische Anwendbarkeit vereint.  
J. HEINHOLD.

**Koppelman, F.: Die Meßtechnik des mechanischen Präzisions-Gleichrichters (Vektormesser).** Berlin: Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft 1948. 340 S. in Format 21 × 15 cm; 181 Abb., 52 Tab., ferner 50 Meßblätter.

Schon ältere Ausführungen haben gezeigt, daß die Vektormesser mit mechanischem Gleichrichter unentbehrliche Geräte der modernen Wechselstromtechnik sind. Den Sperrschicht- und ähnlichen Gleichrichtern gegenüber haben die mechanischen Schalter den Vorteil, daß mit ihnen beliebige, periodisch wiederkehrende Zeitabschnitte aus dem Verlauf der Wechselgröße herausgeschnitten werden können, so daß eine Messung bestimmter Komponenten möglich ist. Außerdem verwirklichen die mechanischen Gleichrichter den Idealzustand eines unendlich großen Widerstandes in Sperrichtung und eines verschwindend kleinen Widerstandes in Durchlaßrichtung in sehr vollkommener Weise (Widerstandsverhältnis etwa  $10^{10}$ ).

Früher bekanntgewordene und bewährte Ausführungen (sog. „Schwingkontaktgleichrichter“) basierten auf dem Prinzip des polarisierten Resonanzrelais, wodurch einerseits nur Messungen bei einer bestimmten Frequenz (z. B. 50 Hz) möglich waren, und andererseits eine Einstellung der Schaltzeiten von den Eigenschaften des Schwingers abhing. Bei der neuen Ausführung wird eine Schaltwalze von einem Synchronmotor angetrieben. Dadurch können Kontaktzeiten zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$  eingestellt werden. Der Frequenzbereich des neuen Gerätes ist 15 bis 80 Hz, die Belastbarkeit normal 100 mA bei 300 V, kann aber bei entsprechenden Vorsichtsmaßnahmen und kleinen Spannungen unter 10 V bis zu einigen Ampere gesteigert werden. Für den Winkelfehler wird für 50 Hz und guten Zustand der Kontakte der kleine Wert von höchstens  $\pm 0,1^\circ$  angegeben, was der Ablesegenauigkeit der Skala entspricht.

Eingehende Mitteilungen enthält das Buch über die Bedienung und Benutzung des Gerätes: Anlassen des Motors, Null-einstellung der Skala, Einstellung der Kontaktzeit, Auswahl des zu verwendenden Drehspulgerätes zur Anzeige, Fehler durch Fremdspannungen, Prüfung des Kontaktwiderstandes u. a. In besonderen Kapiteln werden dann Messungen bei beliebiger Kurvenform, bei zur Nulllinie symmetrischer Kurvenform, dann die Messung der Kurvenform selbst und die Messungen bei Sinusform, ferner der Einfluß von Oberwellen, die Frequenzmessung, das Ausmessen von Vektor- (Zeiger-) Diagrammen, Eisenmessungen, die Untersuchung von Umspannern und Brückenmessungen behandelt. Zeigt diese kurze Nennung der Abschnittsüberschriften schon die Vielzahl der lösbaren Meßaufgaben, so lassen die schließlich noch beigefügten 50 Meßblätter im einzelnen erkennen, welche Fülle von Untersuchungen mit dem neuen Vektormesser möglich sind. In diesen Blättern sind Anschlußschaltbilder gegeben,



die die nacheinander vorzunehmenden Einstellungen mitteilen und Hinweise auf Meßbereiche, Grenzen und Fehlermöglichkeiten enthalten. Praktisch alle an einem Wechsel- oder Drehstrom interessierenden Größen können gemessen werden. Darüber hinaus sind Untersuchungen an Transformatoren, Asynchronmotoren und Gleichrichtern, ferner magnetische Messungen möglich, um nur die wichtigsten zu nennen.

Daß es der Verf., der an der Entwicklung des Gerätes maßgebend beteiligt ist, unternommen hat, dieses moderne Hilfsmittel der Wechselstrommeßtechnik durch das inhaltsreiche Büchlein allen Interessenten leicht zugänglich zu machen, ist sehr anzuerkennen. FRANZ MOELLER.

**Klappauf, Gerhard: Einführung in die Farbenlehre.** Leipzig: B. G. Teubner 1949. 131 S. u. 47 Abb. DMark 7.30.

Die Stellung der Farbenlehre an der Grenze zwischen Physik, Physiologie und Psychologie bringt es mit sich, daß die Mehrzahl der Schriften über dieses Gebiet den Physikern nicht befriedigen. Den Darstellungen von nicht-physikalischer Seite fehlt zum Teil die naturwissenschaftliche Zielsetzung, die Unterscheidung zwischen experimenteller Feststellung und theoretischer Konstruktion; umgekehrt verkennen Darstellungen von physikalischer Seite häufig die volle Bedeutung der psychologischen und empfindungsanalytischen Seite des Problems. Es spricht für das vorliegende Bändchen von KLAPPAUF, daß es diese Fehler im allgemeinen vermeidet und in seiner Grundhaltung wie vor allem in seiner klaren Gliederung das bietet, was der exakte Naturwissenschaftler erwarten darf.

Der Verf. stellt einleitend fest, daß die Aufgabe der Farbenlehre darin besteht, die Gesetze aufzudecken und zu erhellen, welche die Physik des Lichtes, die Vorgänge im Auge und im Sehnerv und die psychologischen Farbbeimpfindungen miteinander verknüpfen. Hierdurch bestimmt sich die Gliederung des Büchleins: Teil I behandelt in drei Abschnitten die physikalischen, physiologischen und psychologischen Grundlagen der Farbenlehre, Teil II in vier Abschnitten die Beziehungen Licht—Sehorgan, Sehorgan—Farbe und Licht—Farbe sowie die wichtigsten physiologischen Theorien. Schließlich werden noch auf wenigen Seiten in Teil III die Anwendungen der Farbenlehre, in Teil IV die Photometrie dargestellt, und in Teil V einige Literaturhinweise gegeben.

Den zentralen Teil des Buches bildet der dritte Abschnitt von Teil II, der Beziehung Licht—Farbe gewidmet, welcher nahezu die Hälfte des Umfangs einnimmt. Der Verf. gibt hier eine eingehende und gut verständliche Darstellung der niederen und höheren Farbmetrik, gipfelnd in seinen eigenen Untersuchungen über die Darstellung der NEWTONschen Interferenzfarben in der MACADAMSchen Farbtafel. Die übrigen Sachgebiete sind knapp, jedoch stofflich umfassend (nur in der Darstellung der Farbenphysiologie vermißt man einen Hinweis auf die bedeutsamen elektrophysiologischen Ergebnisse von GRANIT) und verständlich behandelt. An

einigen Stellen empfindet man Mängel in der Darstellung die Feststellung auf S. 11 etwa, daß beim Übergang von einem Medium zum anderen „die Wellenlänge und damit die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle“ geändert werde erweckt leichtes Unbehagen, noch mehr die Behauptung auf S. 17/18, daß der Beugung die Erscheinung der Interferenz „zugrunde liegt“, und daß unter „Beugung“ die „Aufspaltung“ (der Beugungstreifen) verstanden werde. Nicht sehr glücklich abgefaßt ist der Abschnitt über die YOUNG-HELMHOLTzsche Dreikomponententheorie und die Farbenblindheit.

Voraussetzung wird in die Dreikomponententheorie eingeführt, daß „jedes Licht mindestens zwei Empfangsapparate erregt und daraus dann geschlossen, daß man von den KÖNIGSchen Grunderregungen „von vorneherein schon sagen“ kann, daß diese „keine reellen Lichter sein können. Denn jedes der drei Lichter müßte so beschaffen sein, daß es nur je einen Empfangsapparat in Erregung versetzt. Solche Lichter gibt es aber voraussetzungsgemäß nicht“. Man setzt somit — an Stelle des Experiment zu befragen — voraus, was man beweisen will. Ebenso ist die folgende Beweisführung auf S. 103 als circulus vitiosus anzusprechen: „Der bei den Dichromaten anzunehmende Ausfall je eines der drei Empfangsapparate kann nicht einfacher als Fehlen des jeweiligen Empfängers vorgestellt werden. Denn wenn z. B. *A* (der für langwelliges Licht empfindliche Empfänger) als fehlend angenommen wird, so können ja Mischungen zwischen *B* und *C* nur Farben ergeben, deren Punkte auf der Farbdreieckseite *BC* liegen. Das wären aber ausschließlich virtuelle Farben. Daß der Dichromat reelle Farben sieht, deutet darauf hin, daß der eine Empfänger (*A*) nicht fehlt, sondern nur irgendwie verschoben ist.“ Es wird also daraus, daß beim *Normalsichtigen* erfahrungsgemäß immer die langwellige Komponente *A* erregt ist (was nebenbei nicht einmal absolut sicher sein dürfte) und daher für ihn *B* nur virtuelle Farben enthält, kurzerhand geschlossen, daß auch beim Protanopen genau so sein muß. In Wahrheit wären wenn wirklich *A* ausfällt, die Farben der Reihe *BC* für den Protanopen eben reell und nicht virtuell (es gibt für den Dichromaten kein Farbdreieck, sondern nur eine Farbgerade). — Im Anschluß daran bringt der Verf. als einzige Erklärung der Farbenblindheit die reichlich hypothetische „Verschiebung der dichromasie“, und läßt auch anderweitig in dem Abschnitt über die Farbenblindheit die sonst in dem Bändchen so wohnende saubere Trennung zwischen Beobachtungsmaterial und theoretischer Vorstellung vermissen.

Ungeachtet dieser einzelnen Mängel stellt das KLAPPAUFsche Buch unzweifelhaft eine begrüßenswerte Bereicherung der Literatur über Farbenlehre dar, und kann jedem, der sich rasch und mit geringer Mühe einen Überblick über das gesamte Gebiet verschaffen will, empfohlen werden.

Die äußere Ausstattung ist ansprechend, allerdings hätte eine Reihe von groben Druckfehlern, Unreinheiten des Satzes sowie einige sprachliche Mängel von einem sorgfältigen Korrektor ausgemerzt werden müssen. WALTER FRANZ.